



Lasers à blocage de modes à base de fils et de boîtes quantiques pour les télécommunications optiques

Madhoussoudhana Dontabactouny

► To cite this version:

Madhoussoudhana Dontabactouny. Lasers à blocage de modes à base de fils et de boîtes quantiques pour les télécommunications optiques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. INSA de Rennes; Université Européenne de Bretagne, 2010. Français. NNT: . tel-00630247

HAL Id: tel-00630247

<https://theses.hal.science/tel-00630247>

Submitted on 7 Oct 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE RENNES

en vue de l'obtention du

DOCTORAT

Spécialité : Physique-Optoélectronique

par

Madhoussoudhana Dontabactouny

Lasers à blocage de modes à base de fils et de boîtes quantiques pour les télécommunications optiques

Soutenue le 18 Novembre 2010 devant le Jury composé de :

RAMDANE Abderrahim	Directeur de recherche, CNRS-LPN	Rapporteur
BRU-CHEVALLIER Catherine	Directrice de recherche, CNRS-INL	Rapporteur
YVIND Kresten	Associate professor, DTU Fotonik	Examineur
HELARD Jean-François	Professeur d'université, INSA de Rennes-IETR	Invité
PIRON Rozenn	Maître de conférences, INSA de Rennes-FOTON	Co-directrice de thèse
LOUALICHE Slimane	Professeur d'université, INSA de Rennes-FOTON	Directeur de thèse

Lasers à blocage de modes à base de fils et de boîtes quantiques pour les télécommunications optiques

Madhoussoudhana Dontabactouny



En partenariat avec



Remerciements

Cette thèse a été un long projet riche d'expériences qui, mis à part l'intérêt scientifique qu'elles ont suscité, m'ont fait rencontrer de nombreuses personnes à travers les différents laboratoires où le travail s'est réalisé et les conférences où le travail a été présenté. J'ai ainsi pu découvrir cette activité qu'est « la recherche » sous différentes facettes.

Je tiens à remercier Slimane Loualiche, alors directeur du laboratoire FOTON-INSA, pour m'y avoir accueilli. Je le remercie encore, mais là en tant que directeur de thèse avec Rozenn Piron, co-directrice de thèse, pour leur encadrement et leur suivi très soutenu du travail jusqu'au bout de cette thèse. Thomas Batté a été une personne importante, entre autres il m'a appris avec toute la rigueur nécessaire à réaliser des lasers à semiconducteurs. On a ainsi réalisé de bons lasers à l'INSA de Rennes ce qui m'a permis d'être d'attaque à DTU Fotonik et je le remercie pour tout cela. J'adresse beaucoup de reconnaissance à Alain Le Corre, directeur actuel du laboratoire, et l'équipe d'épitaxieurs pour avoir produit ces précieux fils et boîtes quantiques qui m'ont permis de réaliser avec le laboratoire DTU Fotonik au Danemark des lasers de compétition.

Je tiens justement à remercier cette équipe qui m'a accueilli et avec laquelle j'ai travaillé à DTU Fotonik. Ainsi je remercie Kresten Yvind et David Larsson pour avoir partagé leur savoir précieux et à la pointe sur le blocage de modes et sur la réalisation des lasers à blocage de modes. Je remercie Christian Rosenberg avec qui j'ai passé beaucoup de temps sur la caractérisation des lasers et Elizaveta Semenova pour sa participation durant la réalisation des lasers.

Je tiens à remercier Vincent Roncin pour son accueil à l'ENSSAT à Lannion et son dynamisme dans ce travail, Philippe Rochard pour les mesures de profil de modes avec son matériel sophistiqué et Frédéric Henrio pour son aide précieuse dans la réalisation des lasers de l'INSA de Rennes.

Je tiens à remercier Dayong Zhou avec qui j'ai eu l'occasion de travailler en début de thèse, Karine Tavernier pour sa disponibilité et son aide en salle blanche et Frédéric Grillot pour sa participation.

Finalement j'ai une pensée pour Gilles Martel du CORIA à l'université de Rouen qui a supervisé mon stage de Master DIODE sur les lasers à fibre à blocage de modes et qui ainsi m'y a donné goût.

Table des matières

Remerciements	5
Table des matières	7
Glossaire des abréviations	9
Introduction	11
Les lasers et leurs applications	11
Contexte et objectif de la thèse	13
Chapitre 1 Lasers à blocage de modes.....	15
1.1 Le blocage de modes	15
1.1.1 Généralités sur le laser	15
1.1.2 Principe du blocage de modes	19
1.1.3 Techniques de blocage de modes	22
1.2 Le régime impulsionnel par déclenchement (Q switch)	30
1.3 Blocage de modes dans les lasers à semiconducteurs	31
1.3.1 Conception du laser	31
1.3.2 Historique et état de l'art	32
1.4 Bruit dans les lasers à semiconducteurs à blocage de modes	36
1.4.1 Origine physique	36
1.4.2 Conséquences du bruit sur les télécommunications optiques	38
1.5 Conclusion	38
Chapitre 2 Etude des structures à fils et boîtes quantiques pour les lasers	39
2.1 La réduction de la dimensionnalité dans les matériaux	39
2.2 Intérêt pour les composants optiques	42
2.2.1 Courant de seuil	42
2.2.2 Dépendance avec la température	43
2.2.3 Facteur de Henry	44
2.3 Réalisation des structures à fils et boîtes quantiques	46
2.3.1 Technique de croissance par épitaxie	46
2.3.2 Caractérisations structurales	47
2.4 Optimisation de la croissance des structures	52
2.4.1 Orientation du substrat	52
2.4.2 Influence du flux d'arsenic	53
2.4.3 Technique du « double cap »	54
2.5 Lasers multimodes pour la caractérisation des structures	55
2.5.1 Caractérisation électrique et électroluminescence	57
2.5.2 Résultats et contexte international	63
2.6 Conclusion	66
Chapitre 3 Réalisation des lasers monomodes continus et à blocage de modes.....	67
3.1 Lasers monomodes à émission continue	67
3.1.1 Du laser multimode au laser monomode	67
3.1.2 Technologie de réalisation des lasers monomodes à l'INSA de Rennes	69

3.2	Caractérisation des lasers monomodes réalisées à l'INSA de Rennes	82
3.2.1	Caractérisation électrique	82
3.2.2	Electroluminescence	83
3.2.3	Caractérisation du mode optique	86
3.3	Technologie de réalisation des lasers multisections à DTU Fotonik	88
3.3.1	Définition des motifs et gravure	88
3.3.2	Planarisation de la surface	91
3.3.3	Photolithographie « lift-off » pour métallisation côté P	91
3.4	Conclusion	93
Chapitre 4	Caractérisation des lasers à blocage de modes.....	95
4.1	Banc expérimental	95
4.2	Forme et longueur d'onde instantanée des impulsions par autocorrélation et FROG	97
4.3	Techniques de mesure du bruit temporel	99
4.3.1	Mesure de bruit temporel à l'oscilloscope à échantillonnage	100
4.3.2	Mesure de bruit temporel par corrélation croisée	100
4.3.3	Mesure de bruit temporel à l'analyseur de spectre RF	101
4.4	Caractérisation des lasers à boîtes quantiques	103
4.5	Caractérisation d'un laser à fils quantiques de longueur 4 mm	105
4.5.1	Détermination du régime de fonctionnement	105
4.5.2	Mesures de bruit	111
4.6	Caractérisation d'un laser à fils quantiques de longueur 1 mm	112
4.7	Mesures de gain et de pertes dans les structures	114
4.7.1	Méthode de mesure	114
4.7.2	Mesures dans les amplificateurs à boîtes quantiques	117
4.7.3	Mesures dans les amplificateurs à fils quantiques	117
4.8	Etude avec le modèle étendu de Lau	117
4.8.1	Modèle de Lau	119
4.8.2	Modèle étendu de Lau	121
4.8.3	Application du modèle	124
4.9	Conclusion	125
Conclusion générale.....		127
Publications		129
	Articles dans des revues internationales	129
	Communications à des conférences internationales	129
	Communications à des conférences nationales et locales	131
Bibliographie.....		133

Glossaire des abréviations

AC	Autocorrelator
AFM	Atomic Force Microscope
ASE	Amplified Spontaneous Emission
BCB	Bisbenzocyclobutène
BQ	Boîtes Quantiques
DCF	Dispersion Compensated Fibre
DisTO	Dispositif Tout-Optique de récupération d'horloge à très haut débit
EDFA	Erbium Doped Fibre Amplifier
ESA	Electrical Spectrum Analyser
FQ	Fils Quantiques
FROG	Frequency Resolved Optical Gating
FWHM	Full Width at Half Maximum
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MASER	Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation
OES	Optical Emission Spectroscopy
OSA	Optical Spectrum Analyser
PD	Photo-Diode
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
PL	Photoluminescence
PM	Power Meter
PSE	Pure Spontaneous Emission
RF	Radio-Frequency
RHEED	Reflection High Energy Electron Diffraction
RIE	Reactive Ion Etching
TEM	Transmission Electron Microscope
SEM	Scanning Electron Microscope
SESAM	Semiconductor Saturable Absorber Mirror
SMF	Single Mode Fibre
SOA	Semiconductor Optical Amplifier
SPM	Self-Phase Modulation
TEC	Thermo Electric Coupler
UFO	Ultrafast Oscilloscope
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Cross-Phase Modulation
X-STM	Cross-section Scanning Tunneling Microscope
YAG	Yttrium Aluminium Garnet

Introduction

Les lasers et leurs applications

Un laser est un dispositif générant de la lumière dont les caractéristiques telles que la couleur, la cohérence, l'intensité, et la direction sont déterminées. L'idée d'un tel dispositif est apparue dès le début du 20^{ième} siècle et la première mise en œuvre avec succès en 1960. Le laser a depuis, été développé sous de nombreuses formes pour parvenir à des spécificités particulières de couleur et de puissance d'émission, à la génération d'impulsions à fréquence constante ou sous déclenchement contrôlé, à un temps de réponse de plus en plus court... De ce fait le laser est maintenant un outil indispensable et abondant dans de très nombreux domaines tels que la recherche, l'industrie, la défense, le transport, la médecine, la géoscience, l'archéologie... et également pour l'usage domestique [Weber2001].

Par exemple, la cohérence de la lumière issue d'un laser permet la mise au point de systèmes de mesure avec des résolutions meilleures voire même nettement meilleures que le micromètre. Ou encore, les lasers impulsionnels de haute puissance tels que les lasers à fibre optique peuvent générer des impulsions dont la puissance crête peut atteindre plusieurs gigawatts. De plus, la directivité d'émission permet de concentrer toute la puissance en une seule zone de l'ordre de quelques micromètres de diamètre. L'intensité sur cette zone peut alors être suffisamment élevée pour atteindre l'ablation de la matière soumise à ces impulsions, autrement dit, l'évaporation de la matière sous l'effet de l'intense champ électrique durant les impulsions.

La technologie des semiconducteurs permet de réaliser des lasers de qualités remarquables pour leur petite taille, leur robustesse et leur facilité de mise en œuvre puisqu'ils sont alimentés électriquement et présentent une faible consommation. C'est effectivement ce type de lasers qui ont le rendement en puissance le plus élevé et une durée de vie parmi les plus longues. Ces qualités font de ces lasers, des composants très performants en terme de rapidité. De plus, le contrôle des propriétés des matériaux composant leur zone active permet de générer des longueurs d'ondes couvrant le spectre infrarouge et visible. Ainsi, ces lasers sont

depuis deux décennies, présents dans la quasi-totalité des foyers, des voitures, des bureaux au sein des lecteurs et graveurs de CD, DVD, et plus récemment, de Blu-ray où le faisceau laser est focalisé pour former un spot de quelques dixièmes de micromètre de diamètre, pour graver dans un substrat organique au sein du disque. En effet, plus la longueur d'onde est courte, plus le diamètre du spot focalisé est petit. La quantité de données enregistrées peut donc augmenter, ainsi que les fréquences de modulation durant la gravure. Ce sont essentiellement ces qualités de rapidité et de flexibilité sur la longueur d'onde d'émission qui font que ces lasers sont également les composants les plus utilisés au sein des télécommunications optiques.

L'utilisation de la lumière et des fibres optiques comme moyen de communication, présente un avantage de bande passante très élevée, de faibles pertes et d'immunité au bruit par rapport au fil de cuivre. De plus, l'interaction quasi absente entre les différents signaux se propageant dans la même fibre rend possible l'utilisation d'un même chemin pour transmettre plusieurs canaux ayant chacun une couleur différente, ce qui permet de multiplier la bande passante transmise dans une seule fibre optique par le nombre de canaux créés. Cette technique est appelée le multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing), et est largement répandue dans les réseaux actuels. Pour tirer profit de ce potentiel apporté par la fibre optique, les lasers à semiconducteurs sont les composants les plus appropriés.

Le blocage de modes dans un laser est un procédé permettant de générer un train d'impulsions à un taux de répétition inversement proportionnel à la longueur de sa cavité optique. Cette dernière est un des éléments de base composant un laser. Un laser à cavité courte permettra alors d'obtenir des impulsions à un taux de répétition élevé. Celui-ci peut atteindre plusieurs gigahertz, voire même quelques centaines de gigahertz [Merghem2009] dans le cas des lasers à semiconducteurs compte tenu de leur petite taille. De tels lasers peuvent être utilisés pour les télécommunications à très haut débit, l'échantillonnage de signaux haute fréquence, la distribution optique d'horloge dans les microprocesseurs. En effet, à l'heure actuelle la microélectronique atteignant les limites théoriques de rapidité, une des solutions serait d'intégrer des lasers directement au sein des microprocesseurs, et de remplacer les bus de transmission par des guides optiques de la même façon que les fibres optiques remplacent les fils électriques au sein des réseaux de télécommunication [Keeler2003].

Contexte et objectif de la thèse

Dans une ligne de transmission optique, le signal source provient d'un laser à semiconducteurs. Ce signal, au cours de sa propagation, subit ensuite plusieurs altérations telles que l'atténuation provenant de l'absorption de la fibre, l'ajout de bruit provenant de l'environnement le long de la fibre. La figure suivante présente le principe d'une ligne de transmission, les effets de la propagation et les étapes nécessaires de régénération du signal décrites par la suite.

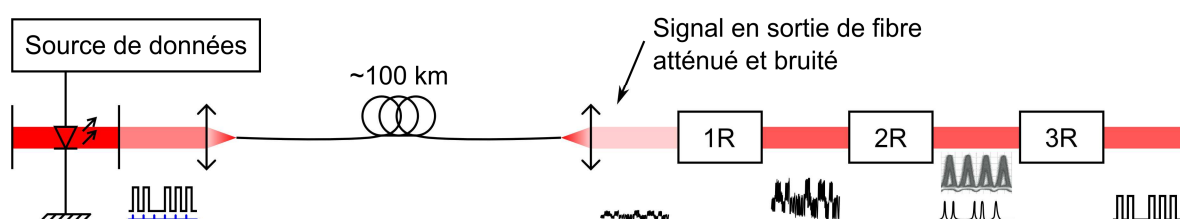


Figure Intro - 1 : Ligne de transmission optique

Afin de rendre son intégrité au signal, il est nécessaire d'y effectuer certaines opérations de régénération en ligne sous sa forme optique. Cette régénération est effectuée en trois étapes qui sont l'amplification du signal (régénération 1R), la suppression du bruit d'amplitude (2R) et la suppression du bruit de phase (3R). C'est dans ce contexte de génération de signaux ultra rapides pour les télécommunications et de leur traitement optique que se situe le cœur de ce travail.

Les lasers à semiconducteurs sont depuis longtemps réalisés avec des puits quantiques. Ces structures consistent en des plans d'atomes confinés entre deux barrières semiconductrices. Ces dernières permettent de réaliser des composants optiques tels que des lasers à émission continue ou impulsionnelle, avec de telles performances qu'elles sont actuellement les structures utilisées pour la quasi totalité des lasers du commerce.

Les études théoriques sur les structures à base de fils et de boîtes quantiques, leur prédisent des performances dépassant celles des puits quantiques. Cette prédiction a déjà été vérifiée avec les boîtes quantiques InAs sur substrat GaAs, cependant ce système présente une émission typiquement située entre $0,9\ \mu\text{m}$ et $1,3\ \mu\text{m}$. Or la longueur d'onde utilisée pour les télécommunications longues distances est située à $1,55\ \mu\text{m}$ car c'est la valeur pour laquelle la silice (SiO_2), matériau principal composant les fibres optiques, présente son minimum d'absorption. Le système de référence pour une émission à cette longueur d'onde est l'InAs sur substrat InP et permet de réaliser des fils ou des boîtes quantiques. Les lasers à blocage de modes passif avec ces structures n'ont pas encore permis d'atteindre toutes les performances

requis pour l'utilisation dans les réseaux de télécommunication et sont actuellement en phase de développement. L'objectif de cette thèse est de réaliser et d'étudier de tels composants.

Ce manuscrit de thèse est organisé en quatre chapitres. Le premier chapitre présente d'abord les principes généraux relatifs aux lasers et au blocage de modes, à ce blocage de modes dans les lasers à semiconducteurs et enfin au bruit dans ces composants. Enfin, un historique des progrès dans ce domaine de recherche et l'état de l'art sont développés, situant ainsi les défis du travail à accomplir. Le deuxième chapitre est consacré à l'intérêt, la fabrication et la caractérisation des structures à fils et boîtes quantiques. Ce chapitre permet de valider les performances des structures servant à la fabrication du laser dans son ensemble. Le troisième chapitre décrit les étapes technologiques mises au point à l'INSA de Rennes pour la réalisation de lasers monomodes à émission continue. Les étapes particulières pour la réalisation de lasers à deux sections pour le blocage de modes à DTU Fotonik au Danemark y sont également décrites. Enfin, le dernier chapitre s'intéresse à la caractérisation des lasers à blocage de modes réalisés à DTU Fotonik. Dans ce chapitre sont d'abord décrites les techniques de mesures d'impulsions picosecondes à plusieurs gigahertz, ensuite sont présentés les résultats obtenus à 10 GHz et à 40 GHz. Enfin, une étude basée sur un modèle théorique, issu de la littérature, aidant à la conception des lasers à blocage de modes est présentée.

Ce travail s'est déroulé dans un contexte de collaboration régional dans le cadre du projet DisTO et international au sein du réseau d'excellence européen ePIXnet avec DTU Fotonik.

Chapitre 1

Lasers à blocage de modes

L'objectif de ce chapitre est de présenter le principe du blocage de modes dans ses aspects fondamentaux. Ensuite, le blocage de modes pour le cas particulier des lasers à semiconducteurs sera présenté avec le contexte international dans le domaine. Enfin, la dernière partie sera consacrée au bruit dans les lasers. En effet, le bruit est un facteur important dans les applications de génération et de traitement du signal optique avec les sources lasers.

1.1 Le blocage de modes

1.1.1 Généralités sur le laser

Le terme « LASER » est un acronyme d'origine anglo-saxonne pour « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation » qui signifie « amplification de lumière par émission de radiation stimulée ». Un laser comporte un milieu amplificateur inséré dans un résonateur optique tel qu'une cavité Fabry Perot. Un système d'excitation ou de « pompage » du milieu permet de créer les conditions de l'amplification du rayonnement électromagnétique.

1.1.1.1 Fonctionnement d'un laser

Le fonctionnement d'un laser repose sur la propriété d'émission stimulée des matériaux, introduite par A. Einstein en 1917 [Einstein1917]. L'émission stimulée à l'échelle d'un atome, décrit le phénomène de désexcitation électronique provoquée par une radiation électromagnétique incidente en donnant lieu à une émission de radiation sous la forme d'une particule élémentaire. La particule élémentaire, le photon, émise par stimulation, possède les mêmes caractéristiques que le photon stimulateur. Ces caractéristiques sont la fréquence optique, la phase, la polarisation et la direction de propagation. Ainsi le photon incident s'étant « enrichi » d'un photon identique, il s'agit exactement d'un processus d'amplification. La fréquence optique est liée à l'énergie du photon par la relation $E=h\nu$, où E est l'énergie

photonique, h la constante de Planck et ν la fréquence optique. Cette dernière est liée à la longueur d'onde λ par la relation $\nu=c/\lambda$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'émission stimulée impliquant la désexcitation d'un atome nécessite donc que celui-ci soit d'abord excité. Un atome est dit « excité » lorsqu'un électron de son cortège électronique se situe sur un niveau d'énergie supérieur à son niveau fondamental. Au sein d'un matériau massif, l'émission stimulée est amplifiée lorsque l'inversion de population est réalisée. Celle-ci consiste à rendre au sein de ce matériau, par exemple la population du premier niveau d'énergie plus nombreuse que celle du niveau fondamental. L'inversion de population est plus ou moins facile à obtenir en fonction du matériau considéré et diverses méthodes d'excitation existent. Dans certains cas, elle est obtenue en « pompant » le matériau donné avec une radiation d'énergie supérieure à celle de l'émission stimulée et adaptée à l'excitation sur un troisième niveau d'énergie. Dans le cas des semiconducteurs, ceci est possible en injectant des porteurs provenant d'une source électrique externe directement dans la structure adéquate.

En contraste de l'émission stimulée, l'émission spontanée est un processus naturel se produisant dans tous les matériaux lorsqu'ils sont excités. Celle-ci provient du retour spontané à l'équilibre des états électroniques excités, vers les états de plus basse énergie. Les photons émis n'ont entre eux aucune corrélation connue et leurs caractéristiques obéissent aux lois de la physique. Les cas d'émission spontanée sont très courants, par exemple toutes les sources d'éclairage (lampes néon ou à incandescence) sont des sources fonctionnant selon ce principe. La plupart des matériaux aux seules conditions ambiantes (pression, température, lumière, bruit ...) s'excitent partiellement et émettent des rayonnements électromagnétiques infrarouges. Il suffit de filmer l'environnement naturel avec une caméra infrarouge pour le constater.

Le laser est réalisé en insérant un matériau permettant l'émission stimulée au sein d'une cavité optique (de type Fabry Perot) à confinement latéral ou à guide. Le matériau actif est placé dans la zone de confinement optique, ainsi l'émission stimulée, lorsqu'elle prend place, revient dans le matériau au même endroit après réflexion sur le miroir, de façon à entretenir l'onde au cours des allers-retours. Cette zone où se produit l'amplification est généralement appelée la zone active.

Au moins un des miroirs de la cavité Fabry Perot est choisi partiellement transparent afin qu'une partie de l'émission laser puisse en être extraite vers l'extérieur pour un usage pratique. Une autre partie est nécessairement conservée au sein de la cavité pour que le

processus d'amplification par émission stimulée continue à fonctionner. L'émission stimulée démarre dès l'apparition de quelques photons d'origine spontanée mais elle est entretenue uniquement lorsque le gain du matériau est suffisamment élevé pour compenser les éventuelles pertes de propagation au sein de la cavité. Ces pertes sont d'origines diverses comme l'absorption des matériaux de la cavité, les imperfections de cette cavité, et les pertes intentionnelles situées au niveau des miroirs à réflexion partielle. Lorsque le régime permanent est atteint, le gain est saturé et est toujours égal aux pertes et toute la puissance d'excitation supplémentaire injectée dans la zone active se répercute sur la puissance du faisceau laser.

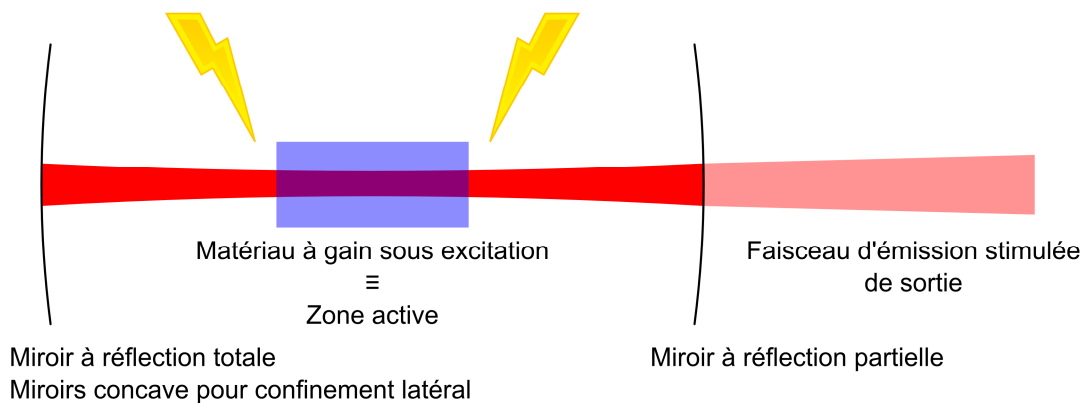


Figure 1 - 1 : Configuration d'un laser à cavité linéaire

La première description théorique d'un dispositif exploitant ce principe, a été proposée par N. Basov et A. Prokhorov en 1954 [Basov1954] et la réalisation pratique a été mise en œuvre par C. H. Townes, J. P. Gordon et H. J. Zeiger en 1955 [Gordon1955]. Ce dispositif émettant une radiation micro-onde, a été dénommé MASER pour « Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». Le concept pour une émission dans le visible a été proposé par A. Prokhorov en 1958 [Prokhorov1958], puis par A. L. Schawlow et C. H. Townes la même année [Schawlow1958]. La première mise en œuvre du laser a été réalisée par T. H. Maiman en 1960 [Maiman1960] en utilisant comme zone active, un cristal de rubis de 1 cm de long avec deux faces parallèles et traitées à l'argent. Le rubis pompé à l'aide d'une lampe flash à 550 nm, a ainsi présenté une émission de lumière rouge à 694,3 nm à température ambiante. Par la suite, le premier laser à gaz a été mis en œuvre en 1961 par A. M. Javan du « Bell Telephone Laboratory » en utilisant l'hélium-néon. Puis en 1962, le laser à semiconducteurs a été mis au point indépendamment par quatre équipes [Hall1962], [Nathan1962], [Holonyak1962], [Quist1962]. C. H. Townes, A. Prokhorov et N. G. Basov ont été récompensés du prix Nobel pour leurs travaux fondamentaux sur le laser en 1964, et A. Kastler pour ses travaux sur le pompage optique en 1966.

1.1.1.2 Modes longitudinaux d'un laser

Les modes longitudinaux sont des composantes de la réponse spectrale du laser. Celle-ci est déterminée d'une part, par le matériau à gain utilisé et d'autre part, par la réponse spectrale de la cavité optique. Le matériau à gain choisi va déterminer le spectre de l'émission optique. La réponse spectrale d'une cavité optique peut être calculée en utilisant une cavité Fabry Perot, celle-ci est une cavité optique à miroirs plans telle que représentée par la figure 1 - 2.

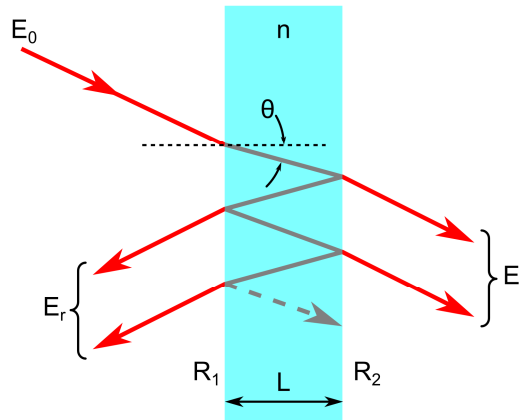


Figure 1 - 2 : Cavité Fabry Perot

La fonction de transfert $T(\nu)$, est donnée par la relation suivante :

$$T(\nu) = \left| \frac{E_t}{E_0} \right|^2 = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \left(\frac{2\pi\nu}{c} * \frac{nL}{\cos(\theta)} \right)} \quad 1 - 1$$

- E_0, E_r, E_t : amplitudes du champ électrique incident, réfléchi et transmis respectivement
- R_1, R_2 : réflectivité des miroirs en intensité
- n : indice du milieu

La fonction $T(\nu)$ est une fonction périodique. Pour le cas d'un laser, l'expression se simplifie car $\theta=0$. La fonction est alors maximale pour les fréquences ν_k , fréquences pour lesquelles la longueur de la cavité est égale à un nombre entier de fois la longueur d'onde.

$$\nu_k = k f_r \quad k \in \mathbb{N} \quad 1 - 2$$

$$f_r = \frac{c}{2nL} \quad 1 - 3$$

- f_r : fréquence fondamentale de résonance de la cavité Fabry Perot
- k : entier naturel

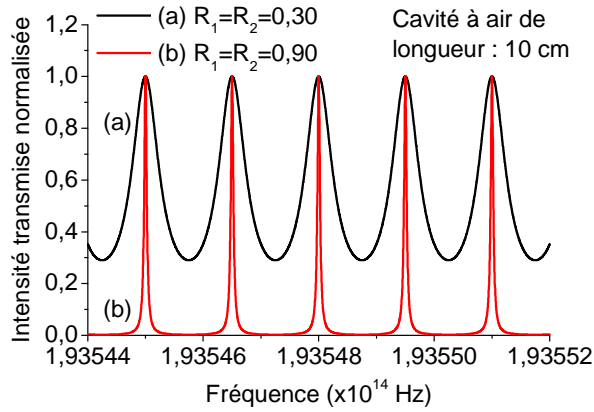


Figure 1 - 3 : Réponse spectrale d'une cavité optique en fonction des réflectivités

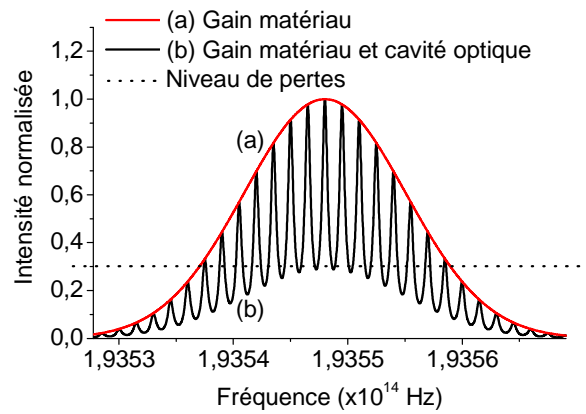


Figure 1 - 4 : Exemple de spectre de gain à travers une cavité optique

L'émission laser peut prendre place en principe, aux maxima de la réponse spectrale de la cavité optique. Ces pics d'émission constituent les modes longitudinaux du laser. Lors de l'émission laser, compte tenu des propriétés de l'émission stimulée, l'énergie se concentre au maximum du spectre d'émission et devrait théoriquement le faire tendre vers un seul mode longitudinal [Saleh1991]. Dans la plupart des lasers cependant, le nombre de modes longitudinaux est supérieur à 1. L'explication réside dans l'élargissement inhomogène au sein des matériaux à gain concernés. Le spectre de gain se présente sous forme d'une distribution qui peut avoir une forme gaussienne dont la largeur provient de plusieurs contributions indépendantes. Ces émissions proviennent des différents types d'états électroniques, ou familles d'états, distincts au sein du même matériau. Le gain maximal des différents constituants étant généralement faible, lors de l'émission laser la concentration de l'énergie totale vers un seul pic spectral est impossible. Ainsi, par effet de saturation de chaque constituant, il se produit l'émission laser simultanée sur plusieurs modes longitudinaux alors que le régime permanent est effectivement établi. Cette forme de saturation ponctuelle dans le spectre est appelée le « spectral hole burning ».

1.1.2 Principe du blocage de modes

Le blocage de modes consiste à mettre en phase plusieurs modes longitudinaux dans une cavité laser de façon à obtenir un signal laser impulsionnel. Le train d'impulsions obtenu présente alors un taux de répétition inversement proportionnel à la longueur de cavité. Les impulsions obtenues sont d'autant plus courtes et intenses que le nombre de modes contenus dans le spectre de gain est élevé s'ils sont en phase.

1.1.2.1 Approximation mathématique des modes et effet de la relation de phase

Chaque mode longitudinal étant une onde électromagnétique, l'expression temporelle mathématique du champ total peut être approximée par une somme d'ondes planes :

$$E_T = \sum_k E_k e^{-i(2\pi\nu_k t + \varphi_k)} \quad k \in \mathbb{N} \quad 1 - 4$$

- E_T : champ électrique total au sein de la cavité laser
- E_k : amplitude du champ électrique du mode k
- ν_k : fréquence du mode k
- t : variable représentant le temps
- φ_k : phase à l'origine du mode k
- k : entier naturel lié à la fréquence fondamentale de la cavité optique

Dans le cas d'un laser classique, soit à « émission continue », la relation de phase entre les différents modes longitudinaux, déterminée ici par φ_k , est toujours aléatoire. La forme temporelle du signal est alors assimilée à du bruit. Lorsque ces modes sont très nombreux (>100), le signal temporel ressemble alors à un signal continu, d'où l'appellation « émission continue » pour ces lasers.

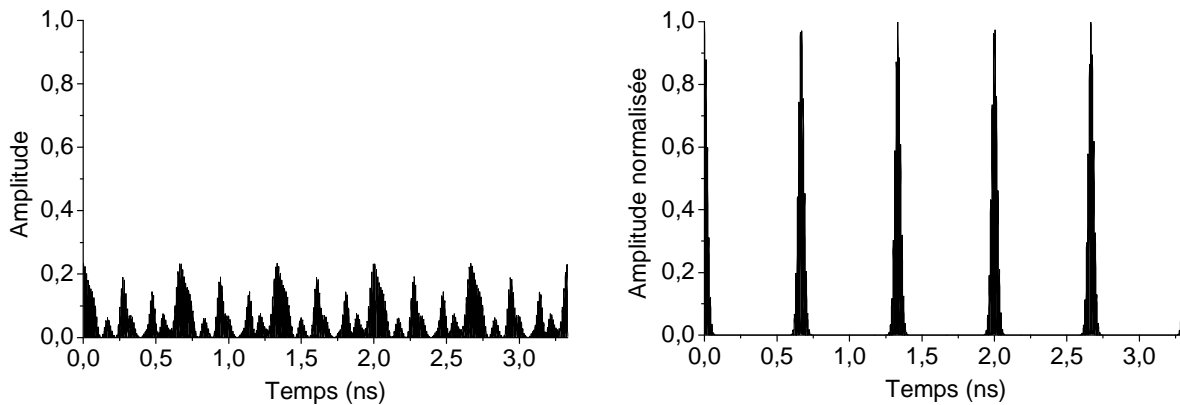


Figure 1 - 5 : Signal temporel d'un laser à émission continue (gauche) et à modes bloqués (droite)

Les figures ci-dessus représentent le signal temporel calculé d'un laser de longueur de cavité 10 cm, de gain de forme gaussienne avec 11 modes d'amplitude supérieure à $\exp(-1)$ pour le cas où ces derniers sont en relation de phase aléatoire et pour le cas où ils sont en accord de phase. La figure de gauche présente une composante dominante de fréquence égale à la fréquence de résonance fondamentale de la cavité du laser (relation 1 - 3). Celle-ci est également constatée dans la pratique, en effet la mesure du spectre Radio-Fréquence (RF)

d'un laser à émission continue à l'aide d'une photodiode et d'un analyseur de spectre électrique présente toujours un pic à cette fréquence fondamentale. La mise en phase des modes, a pour effet d'augmenter significativement l'amplitude du pic situé à cette fréquence fondamentale.

En effet, l'addition de fonctions sinusoïdales de fréquences multiples à une fréquence fondamentale fait apparaître une composante à cette fréquence. Celle-ci a une amplitude atteignant son maximum lorsque les fonctions sont en parfait accord de phase. La valeur moyenne de la puissance étant conservée, la puissance crête des impulsions est d'autant plus élevée que leur durée est courte. La durée des impulsions est d'autant plus courte qu'un grand nombre de modes participent à l'émission laser. Pour cela, il est nécessaire d'avoir soit une zone active avec une large bande spectrale, soit une cavité longue. La fréquence fondamentale d'une cavité optique étant inversement proportionnelle à sa longueur (relation 1 - 3), une cavité courte est nécessaire pour obtenir un taux de répétition élevé.

Lorsque le blocage de modes prend place, les propriétés de l'émission stimulée ont pour effet d'accentuer le rapport de forme des impulsions (intensité/durée) au fur et à mesure des allers-retours, ce qui implique qu'un nombre croissant de modes participent à l'émission laser. En effet, il est courant de constater que la largeur du spectre optique d'un laser est plus élevée lorsque les modes sont mis en phase que lorsqu'ils ne le sont pas.

1.1.2.2 Relation entre largeur spectrale et durée d'impulsions

La réponse spectrale et la réponse temporelle d'un laser ou tout autre composant, sont liés par la transformée de Fourier. Déterminer la réponse temporelle à partir de la réponse spectrale est cependant difficile car l'information sur la phase n'est pas connue. Dans le cadre du blocage de modes, le produit entre la largeur spectrale et la durée des impulsions est utilisé pour déterminer la qualité du blocage de modes. En effet, pour une largeur spectrale donnée, la durée des impulsions présente un minimum si les modes sont parfaitement en phase. Si une telle durée est obtenue, le régime est dit être en limite de Fourier. La valeur du produit dépend de la forme des impulsions selon si elles sont de forme gaussienne, lorentzienne ou sécante hyperbolique. Le tableau 1 - 1 présente les constantes liant les termes de l'expression temporelle $|a(t)|^2$ des impulsions avec ceux de l'expression spectrale $|A(\omega)|^2$ du spectre optique. $\Delta t_{(rms)}$ et $\Delta \nu_{(rms)}$ sont leurs largeurs (rms) à mi-hauteur, respectivement.

$a(t)$	$ A(\omega) ^2$	Δt	Δt_{rms}	$\Delta \nu \Delta t$	$\Delta \nu_{\text{rms}} \Delta t_{\text{rms}}$
$e^{-(t/t_p)^2}$	$e^{-(\omega^2 t_p^2/2)}$	$1.177 t_p$	t_p	0.441 ($2\ln 2/\pi$)	0.318 ($1/\pi$)
$\text{sech}\left(\frac{t}{t_p}\right)$	$\text{sech}^2\left(\frac{\pi \omega t_p}{2}\right)$	$1.763 t_p$	$1.814 t_p$ ($\pi t_p/\sqrt{3}$)	0.315	$\frac{1}{3}$
$\frac{1}{1 + (t/t_p)^2}$	$e^{-2 \omega t_p }$	$1.287 t_p$	$2 t_p$	0.142	0.450 ($\sqrt{2}/\pi$)

Tableau 1 - 1 : Relations entre largeur spectrale et durée d'impulsion pour trois formes d'impulsions

Lorsque les impulsions issues d'un régime de blocage de modes ne sont pas en limite de Fourier, elles présentent une dérive de fréquence avec le temps. Elles sont alors dites « chirpées ».

1.1.3 Techniques de blocage de modes

1.1.3.1 Le blocage de modes actif

Les techniques de blocage de modes peuvent être classées selon deux catégories, le blocage de modes actif et le blocage de modes passif. La première consiste à moduler les pertes intracavité à l'aide d'une source impulsionnelle à la fréquence fondamentale de la cavité. Ainsi, l'émission laser est privilégiée pour les signaux à cette fréquence. La forme impulsionnelle, lorsque les modes ne sont pas encore en accord de phase (figure 1 - 5), est donc amplifiée au point d'obtenir des impulsions de haute puissance crête et donc la mise en accord de phase. L'avantage d'une telle méthode est qu'il est possible de faire varier les caractéristiques des impulsions émises en agissant sur le signal de modulation.

La technique la plus courante, et même la première mise en œuvre avec succès pour le blocage de modes actif, est l'utilisation d'une cellule acousto-optique au sein de la cavité [Hargrove1964]. Celle-ci consiste en une lame en quartz ou en verre, dans laquelle est propagé un signal acoustique de façon à créer une onde stationnaire sous forme de contraintes. L'indice étant dépendant des contraintes mécaniques, une telle onde peut avoir l'effet d'un réseau de diffraction dont le pas est égal à sa longueur d'onde. Ainsi, en diffractant le faisceau laser, il y a création d'une perte de signal dans l'axe de la cavité, ce qui peut empêcher l'émission laser. La modulation de cette vibration de façon adéquate permet alors d'obtenir le blocage de modes.

L'onde acoustique est créée par un transducteur électro-acoustique fixé au niveau du bord de la lame (figure 1 - 6). La fréquence permettant d'obtenir un réseau de diffraction pour une lumière visible ou infrarouge est d'environ 100 MHz. Pour atteindre ces fréquences ultrasoniques, le transducteur choisi est un cristal piézoélectrique.

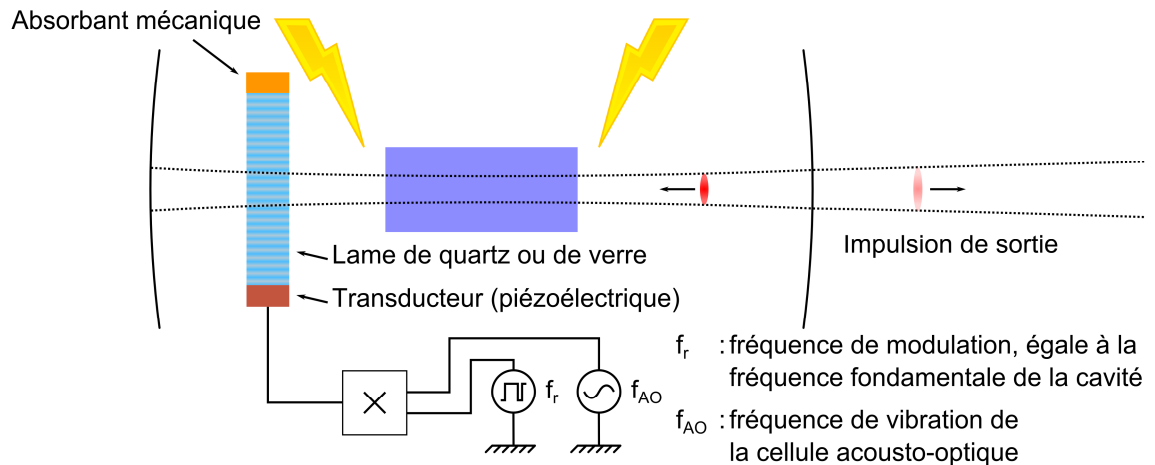


Figure 1 - 6 : Laser avec cellule acousto-optique pour le blocage de modes

L'avantage de cette technique est la possibilité d'obtenir un contraste d'intensité dans l'axe de la cavité supérieur à 50% entre les deux états, avec très peu de pertes lorsque la lame n'est pas en vibration [Nadtocheev1989]. L'inconvénient est le coût élevé de mise en œuvre et l'espace occupé. En effet, l'installation d'une telle cellule peut empêcher la réalisation de lasers à cavité très courte pour des impulsions à taux de répétition très élevé. De plus, la nécessité d'un oscillateur électrique de fréquence égale au taux de répétition des impulsions impose les limites en terme de rapidité de l'électronique alors que l'optique est souvent utilisée pour passer au-delà de ces limites en remplaçant l'électronique.

Des variantes au blocage de modes actif existent, par exemple au lieu d'utiliser une source de modulation externe, le signal laser même est collecté avec une photodiode et la composante correspondant à la fréquence fondamentale de la cavité est amplifiée pour moduler la vibration de la cellule acousto-optique. Cette technique supprime ainsi la contrainte d'accord de fréquence nécessaire avec la source extérieure. Cette technique est appelée le blocage de modes régénératif [Huggett1968].

1.1.3.2 Le blocage de modes passif

La seconde catégorie, le blocage de modes passif, consiste à utiliser au sein de la cavité à la place du modulateur dans la figure 1 - 6, par exemple un élément optique à réponse non-linéaire à la puissance, de façon à traiter les signaux de haute puissance différemment de ceux

de faible puissance (figure 1 - 7). Cet élément étant utilisé de façon purement passive, l'utilisation d'un modulateur n'est pas nécessaire, d'où l'avantage en termes de limites de rapidité et de coût par rapport au blocage de modes actifs.

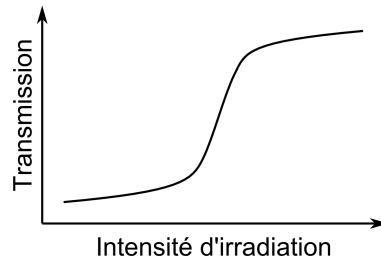


Figure 1 - 7 : Illustration de la non-linéarité nécessaire pour le blocage de mode passif

1.1.3.2.1 *Blocage de modes passif avec absorbant saturable*

L'absorbant saturable consiste en un matériau absorbant à la longueur d'onde d'émission du laser mais dont la quantité de matière irradiée est suffisamment petite pour que l'absorption soit saturable par la seule puissance d'émission à son maximum au sein de la cavité. Par exemple, dans un matériau semiconducteur l'absorption étant issue de la création de paires électron-trou, autrement dit le passage d'électrons du niveau d'énergie fondamental de la bande de valence vers un niveau d'énergie dans la bande de conduction, cette absorption diminue lorsqu'il n'y a plus de transitions possibles et le matériau est dit « saturé ». Le volume de matériau nécessaire à la saturation d'absorption est faible. Il est proche d'un volume ayant la base égale à la surface du mode optique et l'épaisseur proportionnelle à l'inverse du coefficient d'absorption du matériau et à la puissance du laser. Le volume du composant quant à lui, varie en fonction de la technologie utilisée.

Le mécanisme mis en jeu dans un régime de blocage de modes avec absorbant saturable dépend de son temps de recouvrement par rapport à la durée des impulsions. Le temps de recouvrement d'un absorbant saturable est le temps qu'il met à retrouver son absorption non-saturée après avoir été saturé. La plupart des absorbants saturables utilisés pour le blocage de modes passif sont dits « lents » car leurs temps de recouvrement sont beaucoup plus longs que les durées des impulsions obtenues. Le temps de recouvrement de la zone active également, est beaucoup plus long que ces impulsions.

Le mécanisme donnant lieu à des impulsions sous ces conditions a été décrit initialement par H. A. Haus [Haus1975-09]. Celui-ci est lié au laps de temps écoulé entre l'instant de saturation de l'absorbant et l'instant de saturation du gain (figure 1 - 8).

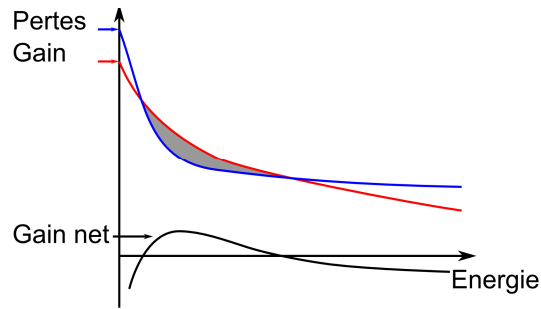


Figure 1 - 8 : Evolution du gain, des pertes et du gain net en fonction de l'énergie de l'impulsion en régime de blocage de modes passif avec absorbant saturable lent [Haus1975-09]

Au démarrage les pertes sont plus élevées que le gain. Sous l'effet du pompage, le gain augmente pour passer au-delà des pertes. En entrant dans la zone de non-linéarité de l'absorbant, les pertes diminuent et l'émission augmente à la hauteur de cette différence croissante entre gain et pertes et sature très rapidement l'absorption. Ce processus forme ainsi le front montant de l'impulsion. Or, pendant le temps où la différence entre gain et pertes est très élevée, le gain aura tendance à décroître rapidement car le taux de pompage n'est pas suffisamment élevé pour maintenir sur une longue durée, une émission intense. Ce processus forme ainsi le front descendant de l'impulsion.

Il n'existe pas d'absorbant saturable rapide pour l'obtention d'impulsions ultra courtes car les temps de recouvrement devraient se situer à des valeurs beaucoup plus faibles que les durées des impulsions mêmes. Or, les plus rapides se situent autour de 100 fs [Suomalainen2005]. Le blocage de modes avec un absorbant saturable rapide permet d'obtenir des durées d'impulsions de l'ordre de quelques picosecondes [Paschotta2000].

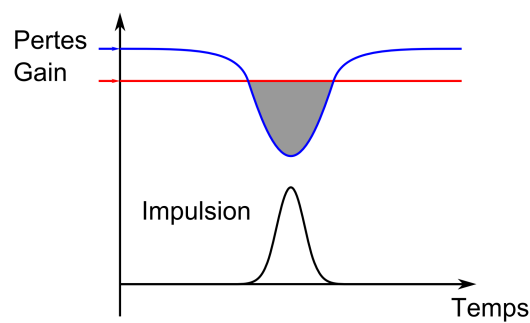


Figure 1 - 9 : Evolution du gain et des pertes en fonction du temps en régime de blocage de modes avec absorbant saturable rapide [Haus1975-07]

Par opposition au cas avec un absorbant saturable lent, le mécanisme engendré avec un absorbant saturable rapide implique son rôle pour le front montant des impulsions mais aussi pour le front descendant. Le gain quant à lui évolue peu et est considéré constant (figure 1 - 9).

Les premiers lasers à blocage de modes passifs ont été réalisés avec l'utilisation d'absorbants saturables liquides à colorants (par exemple DODCI : Iodure diethyloxadicarbocyanine) [De Maria1966], [Ippen1972] dans des lasers à état liquide également (par exemple Rhodamine 6G pour une émission à 590 nm). Ce type d'absorbant saturable a constitué l'état de l'art jusqu'à la fin des années 1980 pour l'obtention d'impulsions ultra courtes atteignant 27 fs [Valdmanis1985]. Ces matériaux présentent cependant, de nombreux inconvénients tels que la rapide dégradation de la solution à gain pendant le fonctionnement, un faible rendement en terme de puissance, la nécessité d'une source de pompage dans le vert ou le bleu donc onéreuse. De plus, leur état liquide les rend difficile à manipuler et même dangereux car ces colorants et également les solvants qui les accompagnent comme le diméthylsulfoxyde (DMSO) sont fortement toxiques.

La technologie des semiconducteurs permet de réaliser des absorbants saturables à multi-puits quantiques, avec un contrôle plus ou moins fin des propriétés de ces composants, tels que la longueur d'onde d'absorption, l'énergie de saturation, le contraste d'absorption, le temps de recouvrement [Suomalainen2005]. Ces absorbants saturables se présentent sous une forme intégrant un miroir pour une commodité de réalisation et sont appelés SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) [Keller1990]. Leur flexibilité permet leur application pour le blocage de modes au sein de lasers Ti : saphir. Ces lasers sont réalisés avec une zone active en saphir Al_2O_3 dopé aux ions Ti^{3+} qui présente la caractéristique d'une très large bande spectrale de gain, typiquement de 650 nm à 1100 nm, qui permet donc leur application pour l'obtention d'impulsions ultra courtes. Ainsi une durée d'impulsions de 13 fs a déjà été obtenue en blocage de modes avec un SESAM [Kärtner1996].

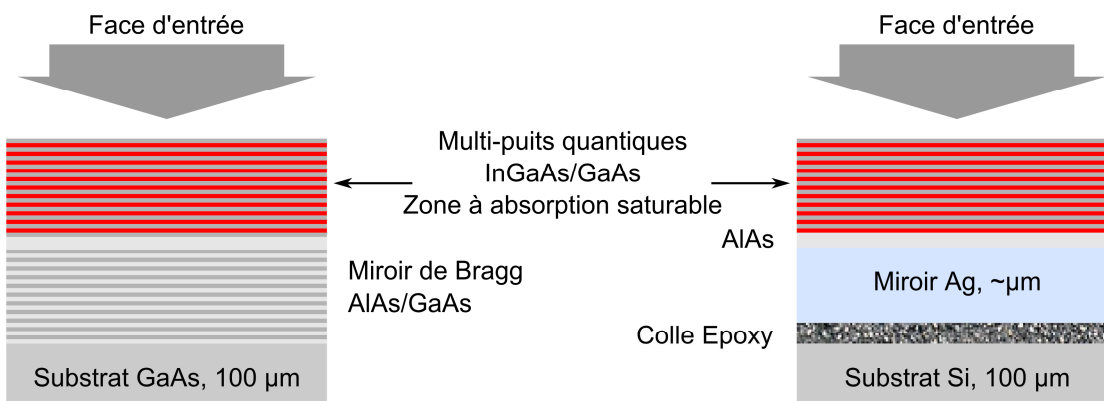


Figure 1 - 10 : SESAM à miroir de Bragg et à miroir d'argent pour le 1,05 µm [Keller1996]

Dans le SESAM de droite décrit dans la figure 1 - 10, l'intérêt du miroir d'argent est de pallier à la limite en bande passante du miroir de Bragg, cependant le procédé de fabrication

d'un tel SESAM est plus long et onéreux. Il s'agit d'une structure à puits quantiques, similaire à la structure de gauche mais sans miroir de Bragg et terminée par une couche d'AlAs sur laquelle est déposée une couche d'argent. Ensuite l'ensemble est reporté par collage à l'époxy sur un substrat en silicium car ce sont les moins coûteux, et le substrat en GaAs est éliminé par un procédé de gravure chimique de façon à avoir les puits quantiques en surface.

Le procédé intégral de réalisation de tels composants n'est pas décrit dans ce rapport, cependant les chapitres 2 et 3 sont dédiés à la description de la technologie qui a été nécessaire durant ce travail de thèse pour la réalisation des lasers. Celle-ci intègre la plupart des procédés nécessaires pour la réalisation de tels SESAMS.

De nombreuses variantes existent pour modifier les paramètres d'un SESAM, par exemple un miroir de Bragg supplémentaire au dessus des puits quantiques est parfois ajouté de façon à modifier l'énergie de saturation du composant [Keller1996]. Ou encore, un bombardement ionique à la surface de la structure permet d'abaisser significativement le temps de recouvrement de l'absorbant saturable [Lugagne Delpon1998].

Les SESAMS ont cependant, un seuil de dommage optique qui peut être atteint dans les lasers à blocage de modes de haute puissance tels que les lasers à fibre. Ces lasers ont une zone active consistant en une fibre optique dopée, longue de plusieurs mètres et pouvant atteindre quelques kilomètres dans certains cas pour la très haute puissance. Une solution pour ces systèmes est d'utiliser des absorbants saturables à base de nanotubes de carbone [Set2004], [Dontabactouny2007], dont la réalisation est toujours en cours de mise au point [Nong-Thèse]. En plus de leur haut seuil de dommage optique, les nanotubes de carbone présentent de nombreux avantages par rapport aux SESAMS tels que leur faible temps de recouvrement [Chen2002], leur stabilité thermique [Liew2005] et certainement un coût de production très faible [Schmidt2009].

1.1.3.2.2 Blocage de modes passif par effet Kerr optique

L'effet Kerr optique est un effet qui se manifeste dans les matériaux diélectriques par la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité du champ électromagnétique qui s'y propage. Celui-ci est en contraste avec l'effet Kerr électro-optique qui se manifeste également par la variation de l'indice de réfraction mais sous l'effet d'un champ électrique appliqué au matériau.

Dans tout matériau diélectrique, la réponse à la propagation d'un champ électromagnétique devient non-linéaire lorsque celui-ci atteint de fortes valeurs d'amplitude. Cette non-linéarité

est liée aux intenses forces d'interaction liant les charges et les ions dans le matériau. Lors de la propagation d'un champ électromagnétique, les charges suivent l'oscillation du champ autour des ions, qui eux étant beaucoup plus lourds sont quasiment immobiles. Pour de faibles intensités du champ, l'oscillation des charges est harmonique et à la même fréquence ω que l'onde, or pour de fortes valeurs, leur liaison avec l'ion amortit l'amplitude des oscillations, donnant ainsi lieu à une oscillation anharmonique et faisant donc apparaître des composantes de fréquences $2\omega, 3\omega \dots$

La réponse d'un matériau diélectrique au champ électromagnétique est exprimée par sa densité de polarisation. Celle-ci, pour de faibles amplitudes, est liée linéairement au champ électrique par l'expression suivante :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad \text{1 - 5}$$

- \vec{P} : vecteur densité de polarisation
- ε_0 : permittivité du vide
- χ : susceptibilité
- \vec{E} : vecteur champ électrique

Pour le cas où la réponse devient non-linéaire, la relation est développée selon les puissances de \vec{E} et prend la forme suivante :

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} . E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots) \quad \text{1 - 6}$$

- $\chi^{(j)}$: tenseur de susceptibilité du $j^{\text{ème}}$ ordre

La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ représente la contribution dominante à la polarisation. C'est une grandeur complexe dont la partie réelle détermine l'indice de réfraction et la partie imaginaire l'absorption du matériau. La susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}$ est responsable d'effets non-linéaires tels que la génération de second harmonique et la sommation de fréquences. Cette grandeur est cependant nulle pour tout matériau présentant la symétrie d'inversion donc les liquides, les gaz, les solides amorphes comme le verre et également de nombreux cristaux [Boyd1992].

Quant à la susceptibilité du troisième ordre $\chi^{(3)}$, celle-ci est présente dans les matériaux indifféremment de leur centro-symétrie et est responsable d'effets non-linéaires tels que la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes et la réfraction non-linéaire. La génération de troisième harmonique et le mélange à quatre ondes nécessitent pour être

significatifs que les différentes ondes en interaction soient en accord de phase, ce qui n'est pas le cas par nature. L'effet prépondérant est donc la réfraction non-linéaire, un phénomène issu de la dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité du champ, l'effet Kerr optique. L'expression de l'indice de réfraction $\tilde{n}(\omega)$, où ω est la fréquence angulaire de l'onde optique, en fonction de l'amplitude du champ électrique s'écrit :

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + n_2 |\vec{E}(\omega)|^2 = n(\omega, |\vec{E}|^2) \quad 1 - 7$$

$$n_2 = \frac{3}{8n} \Re[\chi^{(3)}] \quad 1 - 8$$

Ainsi, lors de la propagation d'une onde d'intensité élevée, celle-ci verra sa phase évoluer en fonction de la variation d'indice induite, autrement dit, l'onde subira une auto modulation de phase (Self Phase Modulation : SPM). Ainsi, l'effet Kerr optique conduit également au couplage entre deux ondes se propageant simultanément dans le même milieu au même endroit en permettant une des deux ondes de moduler la phase de l'autre. Ce phénomène est appelé la modulation de phase croisée (Cross Phase Modulation : XPM).

Quant au blocage de modes par effet Kerr optique, celui-ci implique l'autofocalisation du faisceau laser. Le profil en intensité d'un faisceau laser étant non-uniforme, l'indice optique que rencontre celui-ci lors de sa propagation est également non-uniforme. Le profil étant gaussien, l'indice subi par le centre du faisceau est plus élevé que celui subi par le bord. Ainsi, le milieu dans lequel se propage le faisceau laser est équivalent à une lentille à gradient d'indice.

Ce phénomène se produisant uniquement pour les très fortes valeurs d'intensité, seule la forme impulsionnelle de l'émission laser (figure 1 - 5) aura tendance à subir l'autofocalisation et donc un guidage modal différent de celui de l'émission continue. Ainsi, en alignant la cavité optique de façon à entretenir l'émission suivant ce nouveau chemin, le régime impulsionnel est favorisé et le blocage de modes est réalisé.

Le blocage de modes par effet Kerr optique est généralement obtenu dans les lasers Ti : saphir. Le premier résultat a présenté une durée d'impulsions de 60 fs [Spence1991]. La durée la plus courte obtenue est de 5 fs [Ell2001]. Celle-ci est même inférieure au résultat obtenu avec un SESAM.

Cette technique présente l'inconvénient que le régime de blocage de modes s'établisse près de la limite de stabilité de la cavité. En effet, une intensité très élevée au sein du matériau est nécessaire pour que l'effet Kerr optique se manifeste. L'échauffement des divers composants

fait qu'il soit difficile d'obtenir ce régime opérationnel sur une longue durée. De plus, le régime n'est en général pas auto-démarrant, il est souvent nécessaire de perturber la cavité par exemple en faisant vibrer un des miroirs pour que le blocage de modes soit initié [Xu1996]. La combinaison de l'effet Kerr optique et d'un SESAM a cependant permis d'obtenir le régime de blocage de modes auto-démarrant avec une durée d'impulsions de 6,5 fs [Sutter1998].

1.2 Le régime impulsionnel par déclenchement (Q switch)

Le régime impulsionnel par déclenchement, généralement appelé « Q switch » est un autre régime de pulsation des lasers. Celui-ci ne repose en rien sur le principe de blocage de modes, et la nature de l'émission durant une impulsion est la même que celle d'un laser à émission continue. Le principe est de créer des pertes au sein de la cavité pendant que la zone active est sous excitation de façon à accroître l'inversion de population, donc à augmenter le gain. Ensuite, en abaissant les pertes, une impulsion très intense est émise, proportionnellement à la différence entre le gain et les pertes. Ce régime existe en mode actif ou passif. Les cavités et les éléments optiques intra-cavité pour les deux cas sont identiques aux cavités utilisées pour le blocage de modes actif et passif respectivement. Dans les deux cas, les impulsions obtenues sont toujours beaucoup plus longues que ce qui peut être obtenu par le blocage de modes avec le même laser mais l'énergie contenue dans chaque impulsion est beaucoup plus élevée.

Pour le cas du déclenchement actif, la fréquence de modulation détermine la fréquence des impulsions. Pour éviter le blocage de modes, cette fréquence est différente de la fréquence fondamentale de la cavité et même inférieure. La durée qui s'écoule entre les impulsions doit permettre à la zone active d'atteindre une forte valeur de gain. Il s'en suit que cette durée détermine ainsi la puissance crête et l'énergie des impulsions.

Pour le cas du déclenchement passif, ce régime peut s'établir lorsque les pertes non-saturées sont plus élevées que le gain. Dans un laser à blocage de modes passif, le régime déclenché peut être obtenu en désalignant très légèrement un des éléments de la cavité, ou bien en utilisant un absorbant saturable avec des caractéristiques adaptées. Le taux de répétition des impulsions est proportionnel à la puissance d'excitation de la zone active. Ce régime peut également être obtenu lors du régime de blocage de modes. Le train d'impulsions issu du blocage de modes est alors modulé par des impulsions longues [Kärtner1995].

1.3 Blocage de modes dans les lasers à semiconducteurs

1.3.1 Conception du laser

Actuellement, pour le cas des lasers à semiconducteurs (appelés usuellement diodes lasers), la zone active et l'absorbant saturable sont réalisés par le même type de matériau, le puits quantique. En effet, le puits quantique peut émettre une radiation à une longueur d'onde donnée lorsqu'il est sous pompage électrique ou absorber si ce n'est pas le cas. Ainsi, pour parvenir à une cavité fonctionnelle pour le blocage de modes passif, différentes sections électriquement isolées sont nécessaires. Une de ces sections est utilisée comme absorbant saturable en n'y injectant pas de porteurs ou bien en y appliquant une polarisation inverse (figure 1 - 11).

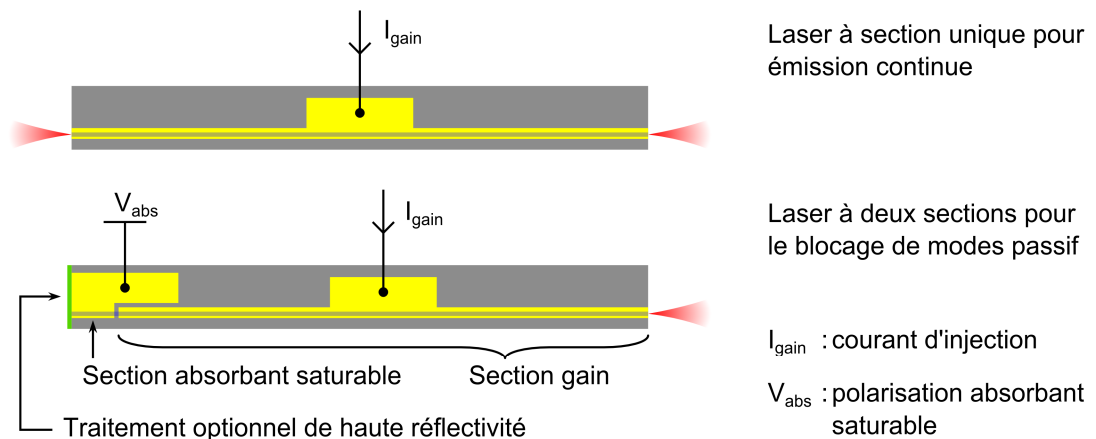


Figure 1 - 11 : Différentes géométries de lasers à semiconducteurs (vue de dessus)

La section d'absorbant saturable a une longueur suffisamment courte pour être saturable par l'émission issue de la section à gain. Le rapport de longueurs entre ces deux sections est un paramètre important qui est souvent déterminé expérimentalement et est situé entre 2 et 5 %. Il n'y a pas, actuellement, de modèle déterministe permettant de prévoir théoriquement le rapport optimal pour obtenir le blocage de modes. Dans cette optique, une étude expérimentale basée sur le modèle étendu de Lau a cependant été menée dans le cadre de cette thèse et est présentée dans le chapitre 4 de ce rapport.

La polarisation inverse de l'absorbant saturable permet lors de l'émission laser, d'évacuer les porteurs créés par absorption optique plus rapidement que leur recombinaison spontanée. Ainsi, la relaxation de l'absorbant saturable est accélérée. Le photo-courant électrique est généré sur le même principe que durant la photo-détection. Cette tension de polarisation est un paramètre important lors du fonctionnement du laser. Le blocage de modes est en général,

obtenu uniquement sur une certaine étendue des valeurs de polarisation. Une forte valeur α pour effet de diminuer la puissance de sortie du laser, cependant cela permet également de diminuer la durée des impulsions. Le traitement de haute réflectivité du côté de l'absorbant saturable permet de faciliter sa saturation et d'obtenir une puissance plus élevée en sortie. En effet, sans traitement la réflectivité au niveau des facettes est d'environ 30% compte tenu des indices de réfraction du semiconducteur et de l'air.

Ces lasers permettent de réaliser un troisième type de blocage de modes, le blocage de modes hybride. Celui-ci implique les modes passif et actif à la fois en appliquant sur la section d'absorbant saturable une polarisation modulée à la fréquence fondamentale de la cavité. Cette technique peut présenter l'avantage d'abaisser la gigue temporelle suivant la stabilité du modulateur [Yvind2004-06]. De plus, la modulation peut être utilisée pour synchroniser plusieurs lasers ou le système de récupération de données.

Il existe également des diodes lasers comportant plus de deux sections, par exemple dans un laser à trois sections l'absorbant saturable peut être situé en milieu de cavité. Ainsi, les deux autres sections de longueurs égales, utilisées pour le gain, permettent d'entretenir deux impulsions contra propagatrices arrivant au même instant dans l'absorbant saturable. Le taux de répétition est alors doublé [Chen1991].

1.3.2 Historique et état de l'art

Les premières diodes lasers à blocage de modes sont apparues vers la fin des années 1970. Les puits quantiques étaient alors déjà devenus le type de zone active exclusif pour ces composants. En effet, le premier laser à puits quantiques est apparu en 1969 [Hayashi1969]. Les lasers à blocage de modes étaient constitués d'une cavité externe avec un traitement anti-reflets sur l'une des facettes. Cette configuration permet d'avoir une certaine flexibilité sur les conditions de fonctionnement. La figure 1 - 12 présente les différentes configurations utilisées pour obtenir le blocage de modes.

La première diode laser à blocage de modes actif est apparue en 1978 avec un taux de répétition de 3 GHz et une durée d'impulsions de 23 ps [Ho1978]. Le fonctionnement est similaire au principe décrit précédemment mais repose sur la modulation du gain, non des pertes (figure 1 - 12). Ensuite, en 1981, est apparu le blocage de modes passif utilisant un absorbant saturable implanté par bombardement de protons sur la facette de sortie [Van der Ziel1981] avec un taux de répétition de 1 GHz et une durée d'impulsions de 0,65 ps.

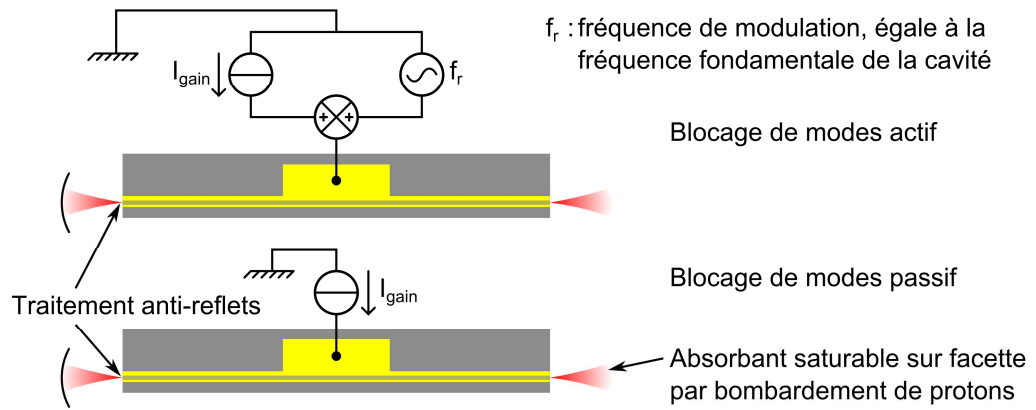


Figure 1 - 12 : Diodes lasers à blocage de modes en cavité externe (vue de dessus)

Les lasers à cavité externe sont cependant inadaptés pour la production en masse et pour leur application dans les réseaux de télécommunications optiques. En effet, leur réalisation et mise en place sont onéreuses et empêchent d'atteindre les très hautes fréquences car il est difficile de réaliser des cavités externes de très faible longueur. De plus, cette configuration peut présenter une instabilité mécanique.

Ainsi par la suite, les travaux ont été orientés essentiellement vers le blocage de modes dans les diodes lasers monolithiques, autrement dit, sans l'utilisation d'élément optique externe. L'une des premières diodes lasers monolithiques à blocage de modes est apparue en 1990 avec un taux de répétition de 15 GHz et une durée d'impulsions de 1,4 ps en régime hybride [Morton1990].

Dans le cadre des applications telles que les télécommunications et le traitement de données, il est nécessaire d'avoir des régimes de fonctionnement très stables avec une faible densité de courant de seuil pour réduire les coûts de fonctionnement. La densité de courant de seuil étant le courant de seuil divisé par la surface de la zone active. Il est également nécessaire d'avoir peu de bruit et une puissance d'émission élevée pour abaisser les taux d'erreur. A cet effet, la réduction de la dimensionnalité de la zone active a été prédite induire certaines propriétés [Arakawa1982], [Asada1986] répondant à un tel cahier des charges.

Les principaux effets de la réduction de la dimensionnalité sont un affinement du spectre d'émission, une meilleure stabilité thermique, l'abaissement du courant de seuil du laser, ce qui implique un accroissement du rapport des énergies de saturation du gain et de l'absorbant. Ce dernier point permet d'améliorer la stabilité du régime de blocage de modes passif [Haus1981]. De plus, la réduction de la dimensionnalité implique un abaissement du volume de la zone active, donc du coefficient de couplage entre le mode optique et celle-ci, ce qui atténue l'amplification de l'émission spontanée donc le bruit [Berg2003].

Les puits quantiques sont des structures à dimensionnalité réduite, en effet, ces derniers consistent en des « feuillets » d'atomes déposés sur un substrat et sont donc définies uniquement sur deux dimensions. Ainsi, les puits quantiques ont permis de réaliser des lasers à blocage de modes avec des performances notables telles qu'en régime passif, des taux de répétition élevés [Chen1991] jusqu'à 860 GHz [Shimizu1997], des impulsions courtes de 860 fs à 21 GHz [Merghem2008] et en régime hybride, un faible niveau de bruit [Yvind2004-04].

Les fils et les boîtes quantiques sont des nano-objets à dimensionnalité réduite respectivement sur 2 et 3 dimensions. Ceci implique que les propriétés que la réduction de la dimensionnalité permet d'induire y sont encore plus prononcées que pour les puits quantiques. Expérimentalement, les structures à fils ou boîtes quantiques présentent une certaine distribution en taille de ces nano-objets. La longueur d'onde d'émission étant dépendante de la taille, le spectre d'émission global d'une structure présente une largeur proportionnelle à la distribution en taille des nano-objets contenus. Ainsi en général, le spectre d'émission de ces structures est plus large que celui des puits quantiques. Cette propriété représente un avantage pour le blocage de modes car cela permettrait d'obtenir des impulsions plus courtes dans le cas où tout le spectre participe au blocage de modes.

Les boîtes quantiques InAs sur substrat GaAs ont effectivement permis de réaliser des lasers à blocage de modes dépassant les performances de ceux à puits quantiques, en particulier en terme de durées d'impulsions et de bruit en régime passif [Thompson2009]. Le premier laser à blocage de modes de ce type est apparu en 2001 [Huang2001]. Il s'agit d'un laser à deux sections fonctionnant en régime passif à 7,4 GHz avec des impulsions de durée 17 ps. Par la suite, toujours en régime passif, une durée d'impulsions de 400 fs à 21 GHz a été obtenue [Rafailov2005].

Le potentiel des structures à dimensionnalité réduite pour les lasers à blocage de modes a pu être vérifié uniquement avec les boîtes quantiques InAs/GaAs. Le spectre d'émission de ce système est cependant situé typiquement entre 1 et 1,3 μm [Rafailov2007] et a toutefois permis d'atteindre 1,46 μm [Novikov2005] mais avec des performances moindres. Ainsi, ces structures peuvent être utilisées pour les télécommunications courtes distances, mais pour les longues distances une émission à 1,55 μm est requise.

Le système de référence pour une émission à 1,55 μm est le matériau InAs sur le substrat InP. Ce système permet de réaliser des fils et des boîtes quantiques en fonction de la technique de croissance utilisée et de l'orientation du substrat. Des résultats de blocage de modes avec ces

structures existent déjà, tous en régime passif, cependant dans les meilleurs cas, les lasers en question ont pour particularité d'être à section unique et sont alimentés en courant continu. Les taux de répétition sont supérieurs à 40 GHz et atteignent 346 GHz [Merghem2009] avec des impulsions de durée subpicoseconde. Un régime impulsionnel en quasi limite de Fourier à 92 GHz avec une durée d'impulsions de 312 fs a également été obtenu [Lu2008]. Par la même équipe, un régime d'impulsions à 46 GHz avec une durée d'impulsions de 445 fs et une puissance de 27 mW en sortie a été obtenue [Lu2009]. La nature du régime de blocage de modes n'a pas encore été démontrée. Z. G. Lu et al. expliquent le phénomène par l'effet Kerr [Lu2008], ce qui n'est pas impossible compte tenu des puissances de sortie et du faible diamètre de guide.

En ce qui concerne le blocage de modes dans les lasers à deux sections, les résultats de la littérature sont plus rares. La seule équipe ayant présenté de tels résultats est Heck et al. [Heck2009]. Les taux de répétition des lasers en question sont de 4,6 et de 10,5 GHz, cependant les impulsions de sortie s'avèrent être très élargies par « chirp » avec une valeur de 16-20 ps/nm pour une largeur spectrale de 6-7 nm. L'origine de ce phénomène n'est pas encore expliquée. Les lasers à deux sections présentent un certain avantage, comparés aux lasers à section unique pour leur flexibilité en cours d'utilisation. Dans les lasers à section unique, il est en effet difficile d'altérer le régime de fonctionnement. Le tableau 1 - 2 résume les résultats importants de blocages de modes avec fils ou boîtes quantiques émettant dans la bande C, [1525-1565] nm ou L, [1570-1610] nm.

Référence	Structure	L_a (%)	I_{th}/J_{th} (mA)/(A.cm ⁻²)	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	F (GHz)	Δt (ps)
[Lu2009]	BQ/(100)	0	24/860	1590	13	46	0,445
[Lu2008]	BQ/(100)	0	17,5/1,5 k	1541	11,6	92	0,312
[Merghem2009]	FQ/(100)	0	6/1,76 k	1530	9,3	245	0,87
	FQ/(100)	0	6/2,5 k	1550	8,4	346	0,56
[Gosset2006]	FQ/(100)	0	21/3,1 k	1567	4,3	134	0,8
[Heck2009]	BQ/(100)	3	370/4,6 k	1550	6,5	10,5	
[Heck2007]	BQ/(100)	3	675/3,7 k	1550	10	4,6	>20

Tableau 1 - 2 : Etat de l'art sur le blocage de modes à fils quantiques (FQ) ou boîtes quantique (BQ) dans le système InAs/InP

Dans le tableau 1 - 2, L_a est la longueur relative de la section d'absorbant saturable, I_{th} le courant de seuil, J_{th} la densité de courant de seuil, λ la longueur d'onde d'émission, $\Delta\lambda$ la largeur à mi-hauteur du pic d'émission, F le taux de répétition des impulsions et Δt la durée à mi-hauteur des impulsions.

1.4 Bruit dans les lasers à semiconducteurs à blocage de modes

Dans un laser à émission continue, le bruit existe sous des aspects tels que fluctuations aléatoires de l'amplitude du signal, de la phase de l'onde et de la direction d'émission. Dans la plupart des systèmes utilisant des lasers, le bruit altère leurs performances, par exemple dans un graveur de disques optiques (CD, DVD, Blu-ray), le bruit d'amplitude peut altérer la qualité d'enregistrement et ainsi augmenter le taux d'erreurs. Dans les systèmes de mesure de distance où la cohérence de l'émission est exploitée, le bruit de phase altère directement la précision et surtout la reproductibilité des mesures. Quant aux fluctuations de la direction d'émission, celles-ci peuvent poser un problème dans les systèmes où la distance entre la source et le récepteur est grande.

Pour le cas des lasers à blocage de modes, un aspect supplémentaire du bruit intervient. Il s'agit de la gigue temporelle des impulsions. La gigue temporelle décrit la fluctuation des instants d'apparition des impulsions par rapport aux instants théoriques considérant un taux de répétition constant.

1.4.1 Origine physique

Le bruit dans un laser à semiconducteurs provient essentiellement de trois sources distinctes qui sont le composant même, les générateurs électriques utilisés pour le faire fonctionner et les conditions ambiantes (température, pression et stabilité mécanique du banc de mesure). Cette dernière source peut cependant être atténuée en utilisant une régulation de température et des matériaux amortissants adéquats au niveau de l'installation du laser. De plus, la bande de fréquence concernée se situe au niveau des très faibles fréquences, ainsi, cette source ne représente pas une perturbation significative pour le cas des télécommunications où les fréquences sont de l'ordre du gigahertz.

Les sources électriques continues génèrent essentiellement trois types de bruit qui sont le bruit thermique, le bruit de grenaille « shot noise », et le bruit en $1/f$ « Flicker noise » avec ' f ' représentant la fréquence. Il y en a également d'autres types, mais dont la contribution est négligeable ici. Le bruit thermique est un bruit considéré blanc, autrement dit, son spectre

d'émission est indépendant de la fréquence. Il est généré par l'agitation thermique des électrons au sein des conducteurs électriques et sa puissance est proportionnelle à $k_B T$, avec k_B la constante de Boltzmann et T la température. La valeur moyenne quadratique de la tension de bruit thermique aux bornes d'une résistance est proportionnelle à $k_B T R$, avec R sa résistance. Ainsi pour atténuer ce bruit au maximum, les circuits d'alimentation faible bruit sont souvent conçus avec des résistances de faibles valeurs.

Le bruit de grenaille décrit les fluctuations aléatoires du courant, son origine est liée à l'aspect non-infinitésimal du courant électrique. En effet, puisque le courant électrique est constitué d'électrons, son passage n'est pas continu mais impulsionnel, chaque impulsion correspondant au passage d'un électron. Ce bruit est prépondérant au niveau des jonctions dans les semiconducteurs, ainsi, une source supplémentaire apparaît au niveau des jonctions du laser. Le bruit en $1/f$ est un bruit dont l'intensité est inversement proportionnelle à la fréquence considérée, sa contribution devient négligeable au-delà de 10 kHz.

Mis-à-part le bruit de grenaille décrit ci-dessus, le bruit provenant du laser même a d'autres causes, dont la plus commune est l'émission spontanée. Les caractéristiques étant aléatoires, ces photons perturbent l'amplitude et la phase de l'onde. Pour le cas du blocage de modes passif avec absorbant saturable lent, la dynamique de gain induit une contribution dans la gigue temporelle. En effet, uniquement le front montant de l'impulsion étant amplifié lors de son passage dans la zone de gain, l'impulsion subit une certaine accélération instantanée qui décale l'arrivée de l'impulsion par rapport à l'instant théorique [Jiang2001]. Le bruit d'amplitude se répercute alors sur la gigue temporelle.

Dans les lasers à semiconducteurs, il existe une dépendance entre le gain et l'indice de réfraction de la zone active. Celle-ci équivaut à une fluctuation du temps de parcours des impulsions au sein de la cavité, ce qui revient à une contribution supplémentaire dans la gigue temporelle. Cette dépendance s'appelle le facteur de couplage phase-amplitude (ou facteur de Henry) et est présentée en détail dans le chapitre 2.

Pour le cas du blocage de modes actif ou hybride, comme déjà évoqué précédemment, la gigue temporelle de l'horloge utilisée se répercute sur celle des impulsions issues du laser puisque ces dernières sont en phase avec l'horloge.

1.4.2 Conséquences du bruit sur les télécommunications optiques

Dans le cadre des télécommunications optiques, tous signaux traités ou transmis à travers une fibre optique sont sous forme impulsionnelle et l'information est généralement codée sur le niveau d'intensité de la lumière. Ainsi, le bruit d'amplitude peut présenter une contrainte au niveau du récepteur pour la reconnaissance des différents états. Pour minimiser cette source d'erreurs, les protocoles de communication sont souvent conçus pour traiter uniquement deux niveaux, le « 0 » et le « 1 ». Cette simplification diminue cependant le flux maximum de données transmissibles. Dans le cas d'une réception de données en bout de fibre de longue distance, la puissance moyenne du signal est très atténuée et le bruit contenu provient essentiellement de la fibre même, par son environnement le long de celle-ci.

Lors de la réception du signal, le module de restitution de données se synchronise avec le signal et contrôle l'état du signal à la fréquence théorique des impulsions. Ainsi, la gigue temporelle décale l'arrivée des impulsions par rapport aux instants de contrôle, ce qui donne lieu à des erreurs. Dans le cas d'une transmission de données sur une longue distance, le bruit de phase de l'onde associé à la dispersion chromatique des fibres optiques induit de la gigue temporelle supplémentaire sur le signal en bout de fibre. Pour minimiser les erreurs issues de la gigue temporelle, il convient de diminuer le rapport cyclique du signal, ou bien de diminuer la distance de parcours au sein de la fibre entre chaque étape de régénération du signal.

1.5 Conclusion

L'objet de ce chapitre a été d'introduire le principe du blocage de modes dans les lasers, les différents régimes existant et l'intérêt de chacun. Les techniques particulières de blocage de modes au sein des lasers à semiconducteurs ont également été introduites. Ainsi en appuyant cette présentation sur une étude bibliographique, les enjeux à atteindre ont été présentés. Enfin, une partie a été consacrée pour présenter la notion de bruit dans les lasers, l'origine du bruit et son impact au sein des systèmes de télécommunication.

En résumé, le blocage de modes dans les lasers permet d'obtenir des impulsions de durée inférieure à une picoseconde et les lasers à semiconducteurs permettent d'atteindre des taux de répétition très élevés. Cette caractéristique est justement intéressante pour les télécommunications optiques très haut débit. Le chapitre suivant est consacré à la présentation des structures à base de fils ou de boîtes quantiques.

Chapitre 2

Etude des structures à fils et boîtes quantiques pour les lasers

Comme déjà mentionné dans l'introduction de ce manuscrit, les fils et boîtes quantiques constituent la zone active des composants réalisés dans le cadre de cette thèse. De ces nano-objets, découle toute l'originalité de ces composants optiques et donc de ce travail de thèse. De ce fait, ce chapitre est entièrement consacré à la présentation de ces structures. Dans un premier temps, leurs intérêts pour les composants optiques seront présentés. Ensuite les équipements et les phases de fabrication seront décrits en mettant l'accent sur les structures InAs sur substrat InP, nécessaires pour les composants émettant à 1,55 μm .

Dans un deuxième temps, les techniques de caractérisation de ces structures seront décrites. En effet, lorsqu'une structure semiconductrice est produite, il est parfois nécessaire de procéder à la caractérisation structurale et spectroscopique de celle-ci, afin d'évaluer leur validité en vue de réaliser des composants optiques. Enfin, la caractérisation électrique et optique de lasers de test à rubans larges réalisés sur un échantillon de ces structures est présentée. Les résultats permettent d'extraire des informations d'une part, sur la qualité de la structure globale et d'autre part, sur l'émission optique.

2.1 La réduction de la dimensionnalité dans les matériaux

Un bloc de matériau donné avec des dimensions non-négligeables est appelé un matériau « massif ». Dans ces conditions, le déplacement des porteurs peut s'effectuer selon les trois dimensions de l'espace. Ainsi, la courbe d'évolution de la densité d'états $D(E)$ en fonction de l'énergie, suit une loi parabolique d'ordre $\frac{1}{2}$. La densité d'états correspond au nombre d'états possibles pour une valeur donnée d'énergie dans une unité de volume de matériau.

Pour le cas d'un matériau dont une dimension est réduite jusqu'à la valeur de quelques couches atomiques, soit quelques nanomètres, il s'agit alors d'un matériau présentant une

réduction de dimensionnalité de une unité. Le déplacement des porteurs peut alors s'effectuer uniquement selon les deux dimensions non-réduites et le système est dit être 2 D. Dans ce cas, la fonction de densité d'états suit une loi en forme de marches d'escalier. Un tel matériau peut, par exemple, être un puits quantique dont les propriétés ont été évoquées dans le chapitre précédent. Celui-ci est constitué d'une couche cristalline de semiconducteur, épaisse de quelques couches atomiques, insérée dans un autre semiconducteur cristallin, mais dont l'énergie de bande interdite est plus élevée. Ainsi, les porteurs au sein de la couche subissent un confinement quantique suivant une direction et ne peuvent donc se déplacer que dans le plan de la couche, d'où le nom de puits. La position des marches dépend des propriétés du semiconducteur confinant la couche et peut également être modifiée en ajustant l'épaisseur du puits. La position de la première marche correspond à l'énergie de la première bande interdite du puits.

Pour les cas où la réduction s'applique sur deux dimensions comme pour les fils quantiques (système 1 D), ou trois dimensions comme pour les boîtes quantiques (système 0 D), la densité d'états en fonction de l'énergie suit une loi en forme de dents de scie et de pics de Dirac respectivement. (figure 2 - 1)

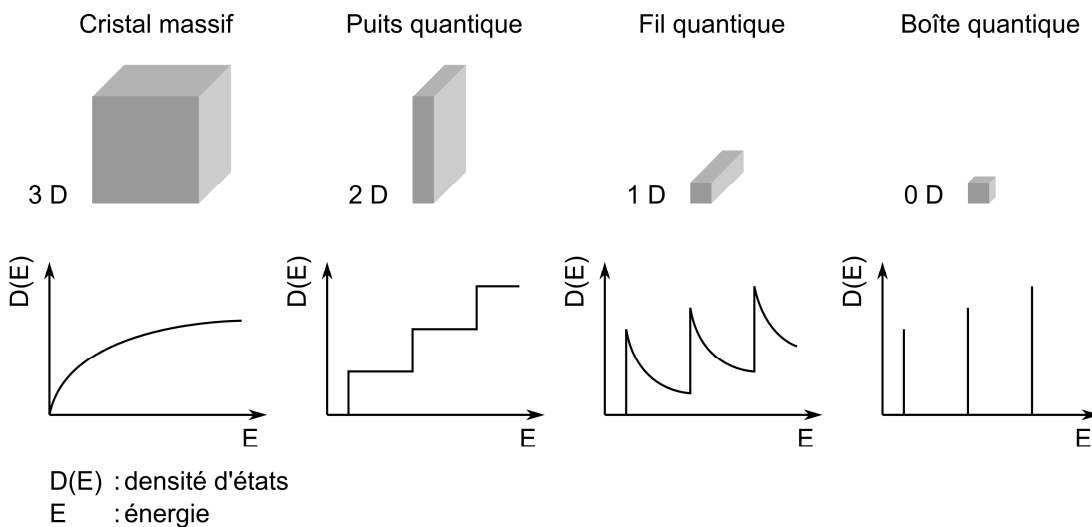


Figure 2 - 1 : La réduction de la dimensionnalité et ses conséquences sur la densité d'états

Une boîte quantique est un volume de matériau semiconducteur de la forme d'un îlot constitué de quelques milliers d'atomes. Les dimensions, hauteur et diamètre, varient de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres en fonction du système de matériaux et de la technique de fabrication. La faible dimension de la structure fait que ses propriétés se rapprochent théoriquement de celles d'un atome isolé. Une de ces propriétés est la largeur spectrale très fine de la transition optique ($3,3 \mu\text{eV}$ pour l'InAs/GaAs, [Gerardot2007]), mais

dont la position en énergie dépend des dimensions de la boîte. Ceci est expérimentalement vérifié dans certaines conditions, de ce fait les boîtes quantiques sont parfois appelées « atomes artificiels » [Gammon1996].

Des études de spectroscopie sur des boîtes quantiques isolées permettent de constater que l'émission présente effectivement une largeur spectrale très faible à très basse température. Par contre, à plus haute température cette largeur spectrale augmente pour atteindre une dizaine de meV à température ambiante [Matsuda2001] (figure 2 - 2).

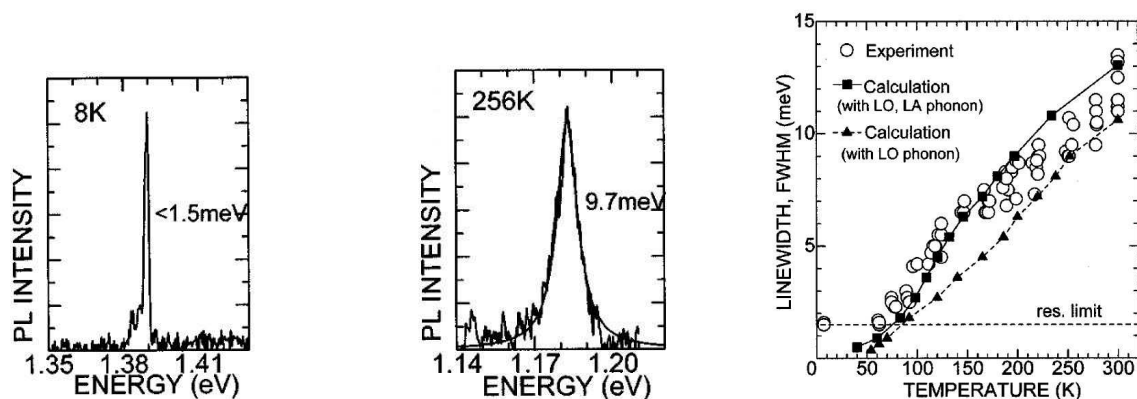


Figure 2 - 2 : Spectres d'émission d'une boîte quantique isolée à 8 K, à 256 K et évolution de la largeur spectrale en fonction de la température [Matsuda2001]

La largeur spectrale minimale est liée à l'environnement immédiat de la boîte [Kammerer2002]. L'évolution de cette largeur avec la température est fortement dépendante de son interaction avec les phonons acoustiques et optiques [Bayer2002].

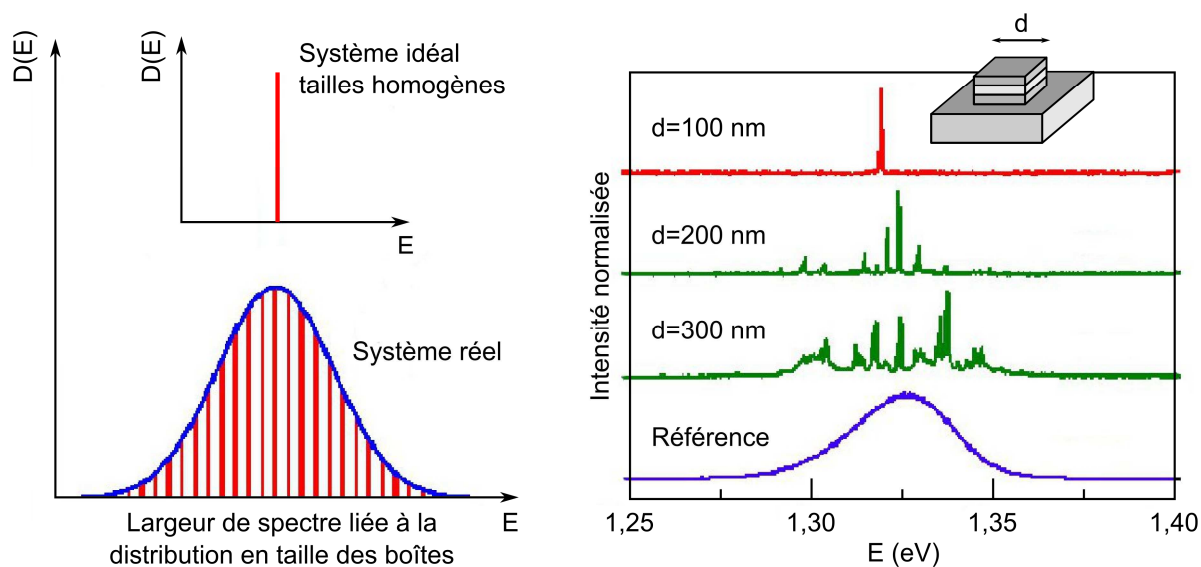


Figure 2 - 3 : Spectres de photoluminescence pour différents nombres de boîtes quantiques mettant en évidence l'effet de la dispersion en taille des boîtes sur la largeur du spectre obtenu

De plus, l'énergie d'émission étant dépendante des dimensions de la boîte, la dispersion en taille dans les structures comportant un nombre élevé de boîtes quantiques, conduit à un élargissement inhomogène du spectre d'émission (figure 2 - 3). Cette dispersion est d'origine spontanée et est donc difficile à contrôler. L'élargissement inhomogène dans les structures à boîtes conduit à des largeurs spectrales d'émission plus élevées que pour les puits quantiques, en notant que dans ces derniers, l'élargissement est en revanche principalement homogène. Bien que cette particularité expérimentale des boîtes quantiques représente un avantage pour le blocage de modes, elle représente un inconvénient pour les autres types de lasers tels que ceux utilisés en modulation électrique. De nombreuses études ont été menées en vue de minimiser la largeur spectrale d'émission des boîtes quantiques en minimisant leur dispersion en taille [Nakkar2009], [Mereni2009].

2.2 Intérêt pour les composants optiques

2.2.1 Courant de seuil

Les intérêts pour les composants optiques, en particuliers les lasers continus et impulsionnels ultra rapides de tout type, résultent directement de la forme de la fonction de densité d'états, $D(E)$, des boîtes quantiques. En effet, cette fonction en forme de pics de Dirac implique des niveaux d'énergie discrets. Ainsi, sous injection de porteurs, les niveaux sont instantanément remplis car toutes les paires électron-trou sont créées au profit d'une même énergie qui est celle de la transition fondamentale. Le seuil d'inversion de population est alors atteint avec la création d'une seule paire électron-trou, en supposant que les facteurs d'occupations électroniques du bas de la bande de conduction et du haut de la bande de valence sont égaux. Pour le cas des puits quantiques, les niveaux d'énergie sont formés de sous-bandes. Les paires électron-trou sont donc créées sur une bande d'énergie possédant une dispersion dans l'espace réciproque. Le seuil d'inversion de population à l'énergie de gap nécessite donc plus de porteurs que dans le cas précédent (figure 2 - 4).

Ceci signifie que les lasers à boîtes quantiques devraient avoir une densité de courant de seuil moins élevée que les lasers à fils ou à puits quantiques. De plus, compte tenu que les paires électron-trou sont créées au profit d'une même énergie, il en résulte que les boîtes quantiques permettent d'obtenir un gain différentiel significativement plus élevé. Ce qui implique qu'elles permettent une modulation du gain avec une fréquence limite plus élevée [Gérard1995]. Le gain différentiel est défini comme la variation du gain pour une variation

unité du courant d'injection. Ce paramètre intervient directement dans l'expression de la fréquence des oscillations de relaxation qui caractérise la réponse indicielle du composant. Un laser à boîtes quantiques avec une densité de courant de seuil plus basse qu'avec les puits quantiques a été obtenu en 2000 par Liu et al [Liu2000].

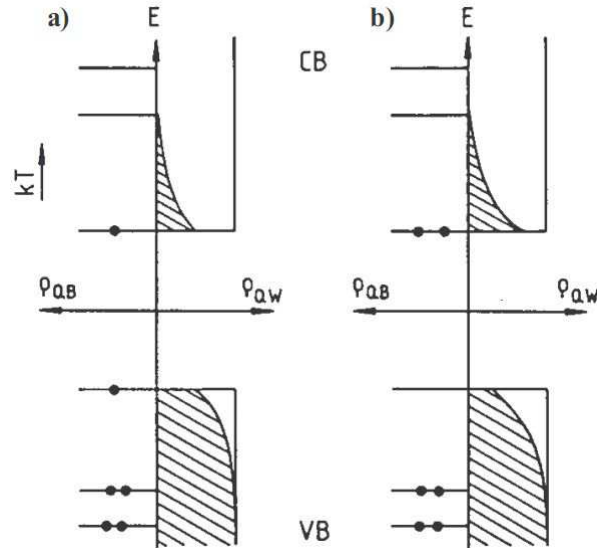


Figure 2 - 4 : Densité d'état des bandes de conduction et de valence pour un système idéal 2 D et un système idéal 0 D au seuil d'inversion de population (a) et au-delà (b) [Gérard1995]

2.2.2 Dépendance avec la température

Dans un cas général, la densité de courant de seuil des lasers à semiconducteurs présente une dépendance avec la température. Celle-ci peut être approximée par la relation suivante :

$$J_{th} = J_{th0} e^{\frac{T}{T_0}} \quad 2 - 1$$

- J_{th} : densité de courant de seuil ($A.cm^{-2}$)
- J_{th0} : densité de courant de seuil équivalente à $T=0$ K ($A.cm^{-2}$)
- T, T_0 : température et température caractéristique respectivement (K)

La température caractéristique d'un laser à semiconducteurs est une grandeur déterminant sa « sensibilité » à la température. Plus cette valeur est élevée, moins le courant de seuil varie avec la température. Une étude théorique a montré que la réduction de la dimensionnalité de la zone active devrait permettre d'augmenter cette valeur de température caractéristique, voire même la faire tendre vers l'infini pour le cas des systèmes 0 D [Arakawa1982].

Cette totale insensibilité a deux origines, d'une part la discrétisation des niveaux d'énergie qui mène à leur séparation, d'autre part la localisation spatiale des porteurs. Dans les puits

quantiques par exemple, où les niveaux d'énergie sont formés de sous-bandes, donc de continuums d'états, les porteurs se distribuent sur l'ensemble des continuums en fonction des conditions environnantes, en particulier de la température. Ainsi, la population des niveaux, donc le gain, dépend de la température. Dans les boîtes quantiques au contraire, si la séparation entre les niveaux d'énergie est plus élevée que la largeur énergétique sur laquelle la fonction de population varie, la population des niveaux ne change pas en fonction de la température. Par conséquent, le gain et donc les performances du laser sont insensibles à la température. Cette largeur énergétique est proportionnelle à l'énergie thermique définie par la relation $E_T = k_B T$, où E_T est l'énergie thermique, k_B la constante de Boltzman et T la température.

De plus dans un matériau massif, lorsque la température augmente, les porteurs acquièrent une énergie augmentant leur mobilité et ainsi la probabilité qu'ils rencontrent des centres de recombinaison non-radiative, ce qui résulte en une augmentation du courant de seuil. Dans les puits quantiques, cet effet est partiellement réduit puisque la mobilité des porteurs est limitée à des déplacements sur 2 dimensions uniquement. Il s'ensuit que les fils et les boîtes quantiques doivent présenter une réduction encore plus élevée de cet effet. Pour le cas des boîtes quantiques, ces dernières se comportent comme des puits de potentiel tridimensionnels localisant les porteurs dans un espace réduit. Elles doivent donc induire une immunité significative aux phénomènes non-radiatifs et par conséquent une insensibilité accrue de la densité de courant de seuil à la température.

Expérimentalement, l'insensibilité à la température des composants à boîtes quantiques n'est obtenue qu'aux températures inférieures à 100 K [Huffaker1998], [Park1999]. Au-delà, la température caractéristique descend pour atteindre 30 à 50 K à température ambiante. En effet, la séparation entre les niveaux d'énergie n'est alors plus supérieure à la largeur énergétique sur laquelle la fonction de population varie. De plus, il a été observé à plus haute température que les porteurs peuvent être réémis dans les barrières et se recombiner non-radiativement sur des défauts. Il est cependant possible d'augmenter significativement la température caractéristique à l'ambiante par dopage de type p des boîtes quantiques [Liu2006].

2.2.3 Facteur de Henry

Dans une ligne de télécommunication optique, la première étape consiste en la modulation du signal laser par l'information à transmettre. Cette modulation peut s'effectuer soit par un

modulateur externe à l'aide d'un modulateur optique, soit par la modulation directe du gain d'un laser à semiconducteurs. Lors de la modulation, ces composants présentent cependant un élargissement spectral de l'émission lié à la dépendance de l'indice de réfraction à la densité de porteurs dans le composant, et donc au gain. Cette dépendance est donnée par le facteur de Henry dont l'expression est la suivante :

$$\alpha_H = \frac{\partial n_r / \partial N}{\partial n_i / \partial N} \quad 2 - 2$$

- α_H : facteur de Henry
- n_r, n_i : parties réelle et imaginaire respectivement de l'indice de réfraction au sein du guide
- N : nombre de porteurs injectés par unité de temps

Une variation de l'indice de réfraction engendre une variation de la fréquence fondamentale de la cavité Fabry Perot, et par conséquent de la longueur d'onde d'émission laser. L'élargissement spectral est donné par l'expression suivante :

$$\Delta \nu = h \nu \frac{1 + \alpha_H^2}{4\pi\tau_{ph}^2 P_S} \quad 2 - 3$$

- h : constante de Planck
- ν : fréquence de l'onde optique
- τ_{ph} : temps de vie du photon dans la cavité
- P_S : puissance de sortie du laser

En raison de la dispersion chromatique dans les fibres optiques, il est nécessaire que les impulsions soient monochromatiques. En effet, les différentes composantes fréquentielles d'une impulsion se propagent dans la fibre à des vitesses différentes. En sortie de fibre, les impulsions se trouvent donc allongées et peuvent se chevaucher, ce qui peut entraîner un brouillage de l'information.

Dans un système 0 D, la forme spectrale du gain correspond à une gaussienne centrée sur une valeur d'énergie indépendante de la densité de porteurs. Or, d'après les relations de Kramers-Kronig, la partie réelle de l'indice de réfraction est proportionnelle à la dérivée du coefficient d'absorption lié à la partie imaginaire. Dans un système 0 D, la partie réelle de l'indice de réfraction est donc nulle et ne varie pas avec la densité de porteurs [Rosencher1998].

Cette propriété a déjà été observée dans des lasers à boîtes quantiques InAs sur substrat GaAs par Saito et al. avec une modulation de 1 GHz [Saito2000]. Bhattacharya et al. ont obtenu plus tard un facteur de Henry quasiment nul avec une modulation de 24,5 GHz [Fathpour2005].

2.3 Réalisation des structures à fils et boîtes quantiques

2.3.1 Technique de croissance par épitaxie

La croissance de la structure semiconductrice est réalisée au laboratoire par épitaxie par jets moléculaires (Molecular Beam Epitaxy : MBE). Cette technique, mise au point dans les années 1970 par A. Cho et J. Arthur [Cho1975], permet la croissance de couches monocristallines de matériaux sous ultravide en exploitant l'interaction des flux atomiques ou moléculaires issus de sources solides ou gazeuses de matériaux, avec le substrat. Dans le cas de semiconducteurs III-V, la croissance est basée sur la méthode dite des « trois températures » [Günter1958]. Les flux moléculaires d'éléments III (Ga, In ou Al) et V (As, P), sont contrôlés par les températures des cellules d'évaporation. Les éléments III sont portés à une température supérieure à celle du substrat pour les faire condenser en surface du substrat avec très peu de ré-évaporation. Les éléments V sont évaporés en excès afin d'assurer la stœchiométrie. La vitesse de croissance est donc entièrement contrôlée par le flux des éléments III. Ce flux est contrôlé par l'ouverture et la fermeture de caches motorisés placés devant les cellules, permettant ainsi des temps de réponse aussi courts que 20 ms. Dans le cas d'une MBE à sources gazeuses, comme celle utilisée au laboratoire, les flux As et P sont produits par décomposition à haute température d'arsine AsH_3 et de phosphine PH_3 , dont les débits sont contrôlés par des débitmètres massiques. L'INSA de Rennes utilise un bâti RIBER 2300, présenté en coupe sur la figure 2 - 5. Ce bâti est équipé de sept cellules solides et une cellule cracker qui sont les suivantes :

- 4 cellules à sources solides pour les éléments III dont deux cellules d'indium et deux de gallium pour réaliser des alliages de différentes compositions ou pour varier les vitesses de croissance
- Deux cellules de dopants, silicium pour le type n et béryllium pour le type p
- Une cellule à source solide de fer pour la croissance de matériaux semi-isolants par introduction de centres profonds

- Une cellule cracker pour les gaz, équipée de deux lignes d' AsH_3 et deux lignes de PH_3 avec des débitmètres massiques de 12 et 1,2 SCCM (Standard Cubic Centimetres per Minute)

La cellule cracker est un composant servant à dissocier les molécules dans les gaz tels que l' AsH_3 pour produire des molécules de As_4 ou de As_2 nécessaires pour la croissance. La dissociation est effectuée par montée du gaz à haute température, typiquement entre 400 °C et plus de 1200 °C en fonction de la molécule souhaitée.

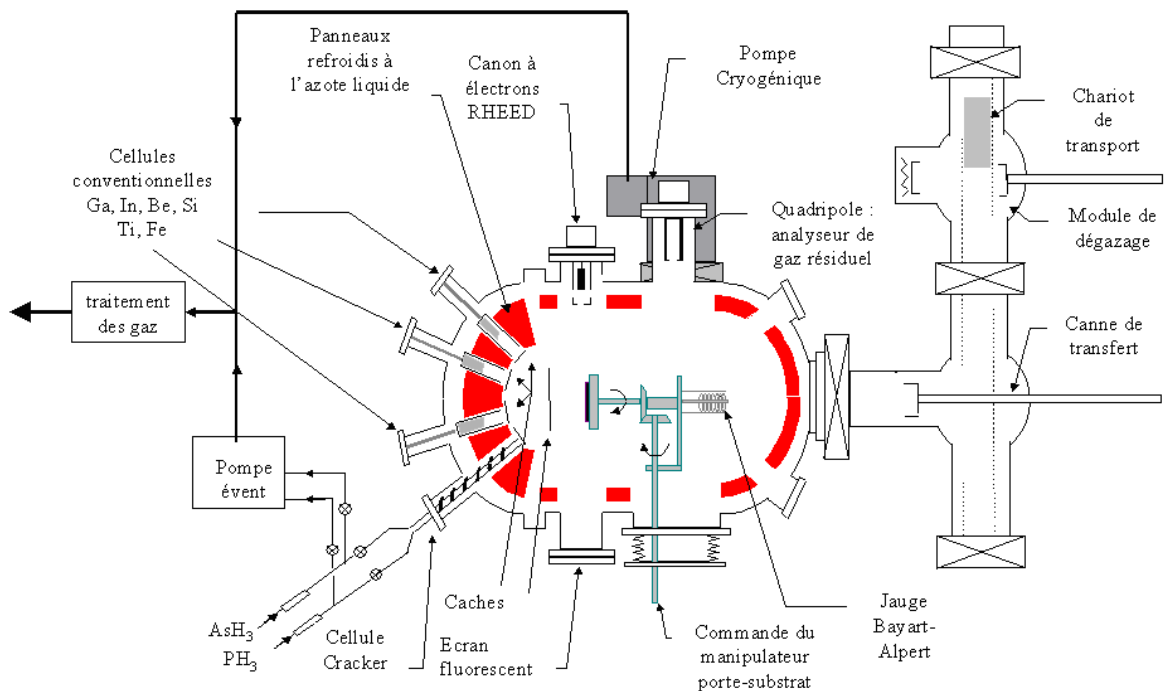


Figure 2 - 5 : Schéma du bâti d'épithaxie RIBER 2300

2.3.2 Caractérisations structurales

2.3.2.1 Caractérisation in situ RHEED

Durant l'épithaxie, il est possible de suivre l'évolution de la croissance par le système de caractérisation in situ RHEED (Reflection High-Energy Electron Diffraction). Le principe repose sur la projection d'un faisceau d'électrons en incidence rasante ($\approx 1^\circ$) sur la surface du substrat en phase de traitement, et réfléchi vers un écran fluorescent pour la visualisation. L'interaction électrons-matière se produit ainsi essentiellement avec les atomes en surface du substrat. En fonction de l'organisation des atomes, la réflexion du faisceau est plus ou moins diffractée, ainsi l'image observée sur l'écran de visualisation est directement fonction de la morphologie de surface du substrat. Lorsque la croissance donne lieu à des structures à deux dimensions (puits quantiques), l'image observée correspond à des raies de diffraction

continues. Lorsqu'il s'agit d'une structure à trois dimensions (fils et boîtes quantiques), l'image observée correspond à des raies de diffraction interrompues.

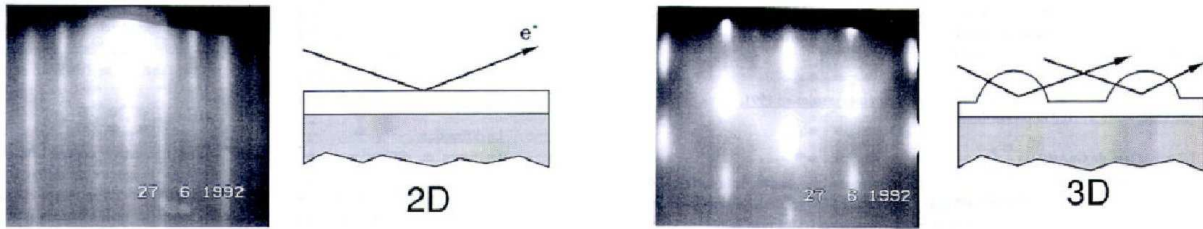


Figure 2 - 6 : Images RHEED pour des structures à deux et trois dimensions

Afin de déterminer la qualité des structures ainsi réalisées, une fois sorties du bâti d'épitaxie, il existe des outils de caractérisation tels que le microscope à force atomique (Atomic Force Microscopy : AFM) pour la morphologie de surface, le microscope à effet tunnel (Cross-sectional Scanning Tunneling Microscopy : X-STM) et le microscope électronique en transmission (Transmission Electron Microscope : TEM) pour des analyses de qualité structurale. La mesure par AFM est la plus pratiquée sur les structures réalisées au laboratoire, son principe de fonctionnement est décrit en détail dans la partie suivante.

2.3.2.2 Microscopie à force atomique

La microscopie à force atomique est une technique permettant d'obtenir la topographie de surface avec une résolution mille fois plus élevée que celle obtenue par un système optique en limite de diffraction, soit 0,1 nm ou moins.

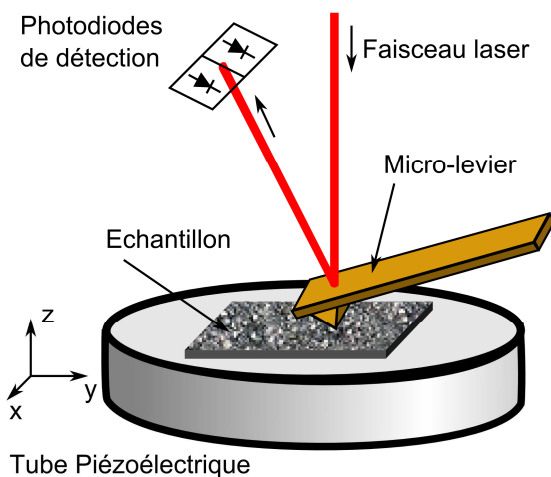


Figure 2 - 7 : Schéma de principe de l'AFM

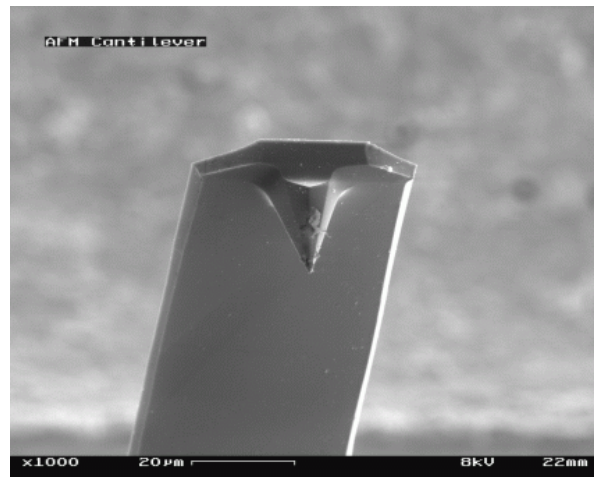


Figure 2 - 8 : Pointe sonde d'un AFM

Le principe consiste à balayer la surface de l'échantillon avec la pointe lorsqu'elles sont en interaction, et de mesurer les déplacements verticaux de la pointe engendrés par la topographie de surface de l'échantillon. Le balayage est réalisé par le tube piézoélectrique

permettant le déplacement de l'échantillon dans le plan parallèle à la surface. La pointe est fixée à la base d'un micro-levier (cantilever) déformable, dont la face supérieure est réfléchissante. Ainsi, en utilisant un faisceau laser fixe en réflexion sur cette face, les mouvements de l'ensemble provoquent des déflexions du faisceau réfléchi, avec une amplitude plus élevée (figure 2 - 7 et figure 2 - 8).

Ce faisceau est collecté par deux photodiodes côte à côte situées à une certaine distance en fonction de la sensibilité nécessaire et positionnées de façon à avoir le faisceau au centre. Leur signaux sont utilisés à l'entrée d'un amplificateur différentiel présentant ainsi une tension nulle en sortie lorsque le micro-levier est au repos. Ce signal est utilisé à l'entrée d'un amplificateur à contre-réaction contrôlant la hauteur de l'échantillon par le biais du tube piézoélectrique. Le système permet d'ajuster en temps réel la hauteur de l'échantillon de façon à maintenir une intensité d'interaction constante avec la pointe pendant la mesure. La topographie de surface est déterminée à partir de ce signal de contrôle après traitement.

Les interactions entre la pointe et l'échantillon dépendent de la distance qui les sépare, et peuvent être de nature attractives ou répulsives. Les forces mises en jeu sont du type van der Waals, capillaires, électrostatiques, ou magnétiques, selon la nature des échantillons (figure 2 - 9).

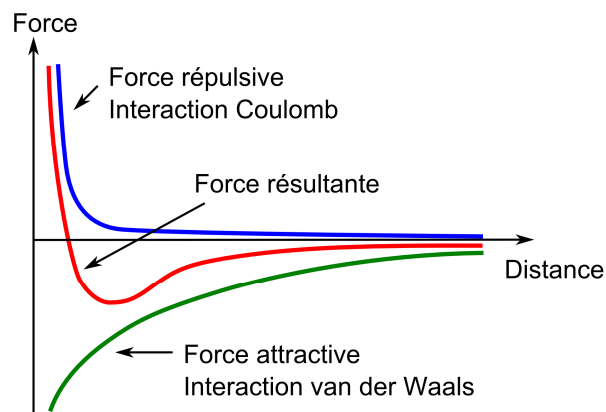


Figure 2 - 9 : Modèle simple de l'interaction pointe-échantillon

L'AFM peut être utilisé dans différents modes dont le mode « contact » et le mode « non-contact ». Le mode « contact » correspond au cas où la pointe repose effectivement sur l'échantillon. La distance les séparant est alors minimale et l'interaction est répulsive. La consigne du système à contre-réaction est alors de maintenir une tension nulle en sortie de l'amplificateur différentiel. Ce mode d'utilisation peut cependant poser un problème pour les surfaces fragiles et peut présenter un bruit issu des forces de frottement. Le mode « non-contact » peut alors être une solution.

Le mode « non-contact » correspond au cas où la pointe est maintenue à une certaine distance de l'échantillon (5 à 15 nm) où l'interaction est attractive. Les forces mises en jeu sont alors inférieures de six ordres de grandeurs à celles du mode « contact ». Pour détecter les variations de hauteur dans ces conditions, une méthode impliquant la mise en vibration de la pointe à une fréquence constante égale à la fréquence de résonance est appliquée. Lorsque la distance entre la pointe et l'échantillon varie, les forces d'interaction varient et la fréquence de résonance également. La fréquence excitatrice n'étant plus égale à la fréquence de résonance, l'amplitude des oscillations varie. La consigne du système à contre-réaction est alors de maintenir une amplitude d'oscillations constante en sortie de l'amplificateur différentiel. Malgré tout, les faibles forces d'interaction mises en jeu rendent ce mode difficile à appliquer, de ce fait, les mesures réalisées au laboratoire sont toujours en mode « contact ».

La mesure à l'AFM est rapide car elle s'effectue à l'air libre et ne nécessite pas de préparation particulière, de plus elle est non-destructive bien qu'elle puisse abîmer les surfaces fragiles lors de l'utilisation en mode « contact ». La caractérisation d'une surface de fils ou de boîtes quantiques permet d'accéder à la géométrie des nano-objets, à leur distribution en formes et en dimensions, leur densité, la dispersion en taille, leur organisation spatiale.

La figure 2 - 10 présente un exemple de mesure réalisée sur des boîtes quantiques et traitée par un logiciel d'exploitation de données pour représenter le résultat sur 3 dimensions. Les images obtenues par un AFM ne représentent cependant pas la topographie même de la surface, en effet ces images représentent la convolution de celle-ci avec la pointe. La précision de la mesure est en conséquence très fortement dépendante de la géométrie de la pointe et de ses dimensions. Cet effet est à prendre en compte dans l'interprétation des données [Caroff-Thèse].

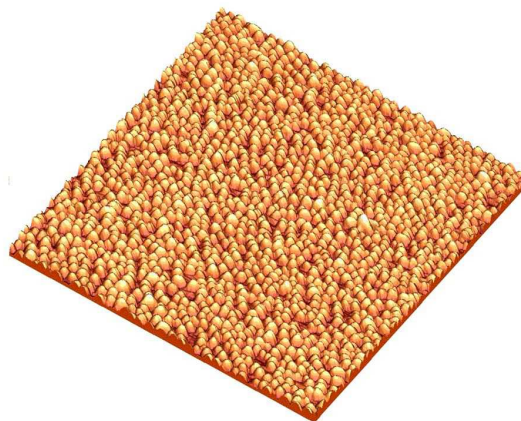


Figure 2 - 10 : Image AFM d'une surface de $1 \mu\text{m}^2$, traitée et représentée en 3 D

2.3.2.3 Photoluminescence

La photoluminescence (PL) est une technique de spectroscopie non-destructive et l'une des plus couramment utilisées pour la caractérisation des semiconducteurs, essentiellement pour l'étude de leurs propriétés électroniques. La mesure consiste à faire une analyse spectrale de l'émission spontanée lorsque le matériau étudié est soumis à une excitation lumineuse. Cette mesure permet de déterminer la longueur d'onde d'émission, la largeur spectrale et l'intensité intégrée. L'analyse de ces mesures permet de remonter à la dispersion en taille des nano-objets et également à l'homogénéité de l'épitaxie. L'intensité intégrée a une influence directe sur le seuil du composant laser une fois réalisé. L'homogénéité en taille des nano-objets détermine la qualité de l'épitaxie. Celle-ci est évaluée par la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission optique. L'épitaxie étant réalisée par le bâti Riber 2300, la zone d'homogénéité est formée d'un disque d'environ 3 cm de diamètre. L'homogénéité de l'épitaxie est contrôlée en effectuant la mesure de PL en différents endroits et en mesurant la variation des caractéristiques de luminescence. Cette information sur l'inhomogénéité permet de situer l'origine des éventuelles variations de caractéristiques notables d'un laser à l'autre réalisés sur la même structure épitaxiale.

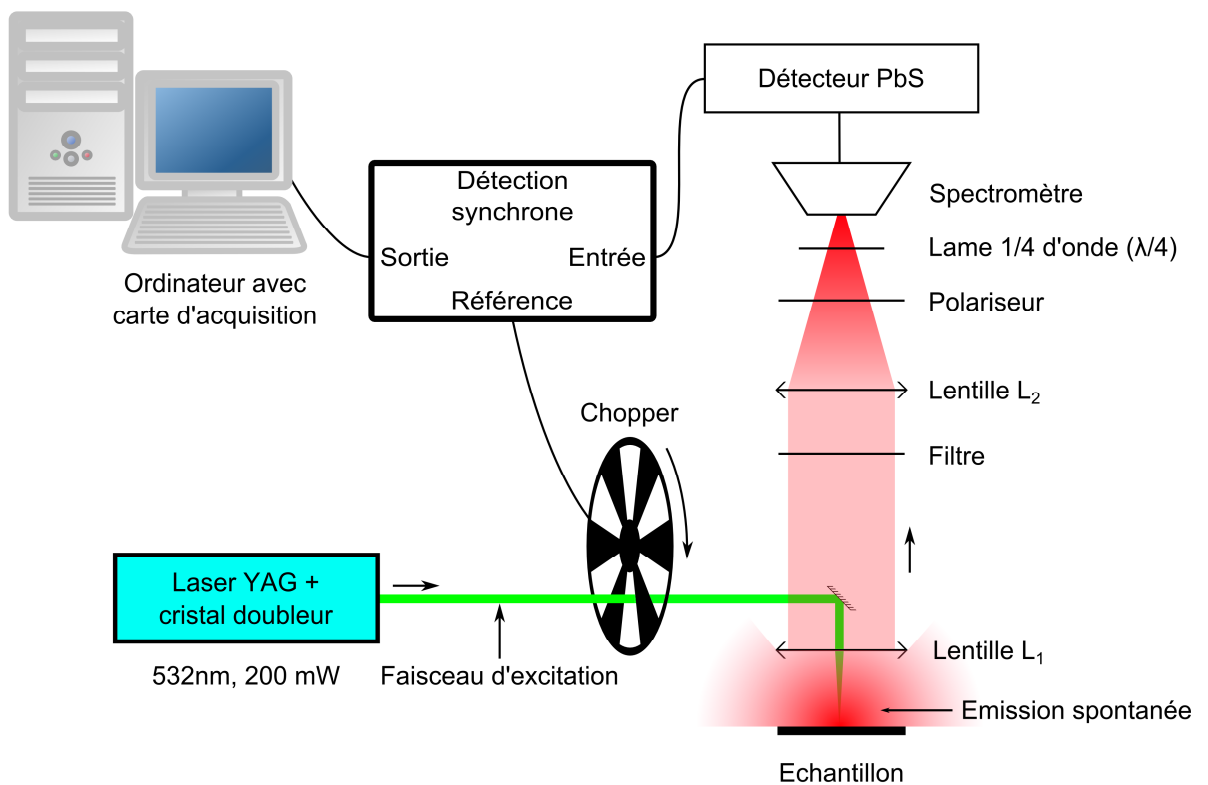


Figure 2 - 11 : Banc expérimental de mesure de photoluminescence

Les différents constituants du dispositif expérimental de PL et leur disposition sur le banc de mesure sont présentés sur la figure 2 - 11. La source d'excitation est un laser à barreau de YAG doté d'un cristal doubleur permettant une émission continue à 532 nm avec une puissance de 200 mW. L'excitation est focalisée sur l'échantillon au moyen de la lentille L_1 , de distance focale 60 mm. La taille du spot sur l'échantillon est d'environ 60 μm dans ces conditions. L'intensité pénétrant l'échantillon est voisine de $2,2 \text{ kW.cm}^{-2}$ en tenant compte de la réflexion à l'interface air/semiconducteur de 32%. La luminescence est dispersée par un monochromateur Jobin Yvon HR1000, de distance focale 1 m. La détection est réalisée à l'aide d'une photodiode PbS refroidie par un dispositif à effet Peltier. La lumière excitatrice est échantillonnée par un hacheur mécanique (chopper) pour réaliser la mesure par une détection synchrone. Dans sa configuration standard, le banc permet au mieux de collecter 0,1% des photons émis par photoluminescence par la zone active. Ceci principalement en raison du faible rendement d'extraction optique dans les structures à indice relativement élevé, et du taux de collection de la luminescence par les lentilles.

Dans le cadre des études menées à DTU Fotonik, présentées dans les chapitres 3 et 4 du manuscrit, les mesures de PL ont été réalisées sous forme cartographique sur toute la surface des échantillons en utilisant le système commercial Accent RPM2000 qui permet des mesures avec une résolution spatiale de 0,1 mm au mieux.

2.4 Optimisation de la croissance des structures

Les propriétés électroniques et optiques des structures épitaxiales dépendent fortement de la qualité structurale, de la taille, de la densité et de l'homogénéité en composition des différents éléments. Des études ont été conduites durant différents projets au sein du laboratoire dans le passé, afin d'optimiser les différents paramètres. Ces études se rapportent au choix de l'orientation cristalline du substrat, à l'influence du flux d'arsenic pendant la croissance, et à la technique dite du « double cap » qui consiste à homogénéiser la hauteur des nano-objets pour permettre l'empilement avec peu de défauts.

2.4.1 Orientation du substrat

Les deux orientations cristallines utilisées au laboratoire sont le (100) et le (311)B. Ces deux types de substrats présentent des plans selon lesquels il est possible de les cliver. Cette particularité est requise pour la réalisation de lasers. Les substrats InP (100) permettent de

réaliser par MBE des fils, des bâtonnets et des boîtes quantiques en fonction des conditions de croissance.

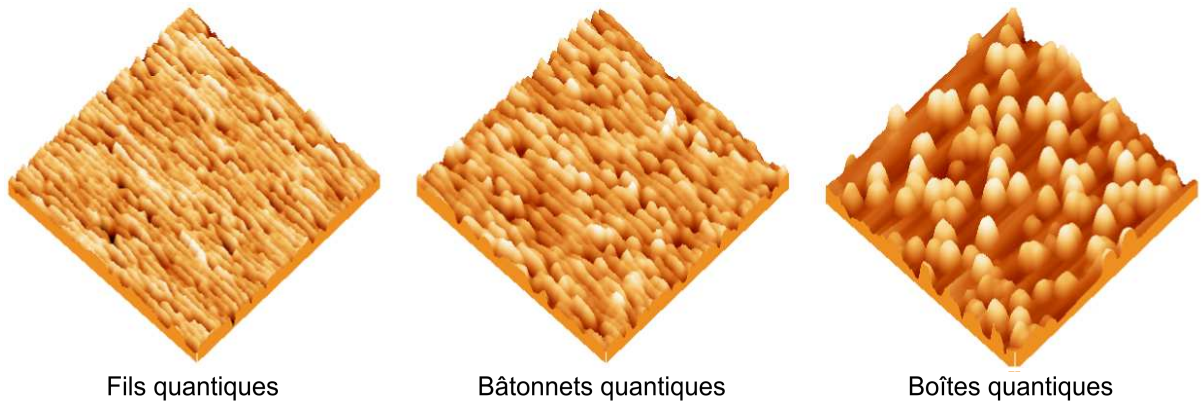


Figure 2 - 12 : Nano-objets obtenus sur InP(100) pour différentes conditions de croissance ($1 \mu\text{m}^2$)

Les boîtes quantiques obtenues sur ce substrat sont cependant en très faible densité ($<10^{10} \text{ cm}^{-2}$), et leur taille est grande, en moyenne 70 nm de diamètre. Lorsque ce substrat InP (100) est faiblement désorienté de 2° , il est alors possible d'obtenir des boîtes quantiques en densité plus élevée ($7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), et de plus petit diamètre, en moyenne 36 nm [Bierwagen2005], [Elias-Thèse].

L'utilisation du substrat d'orientation (311)B, disponible dans le commerce a abouti à la croissance de boîtes quantiques de très petites tailles, plus homogènes et surtout en plus forte densité [Fréchengues1999]. Une densité de l'ordre de $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ a pu être obtenue, ainsi qu'un diamètre moyen de l'ordre de 40 nm (figure 2 - 13, gauche).

2.4.2 Influence du flux d'arsenic

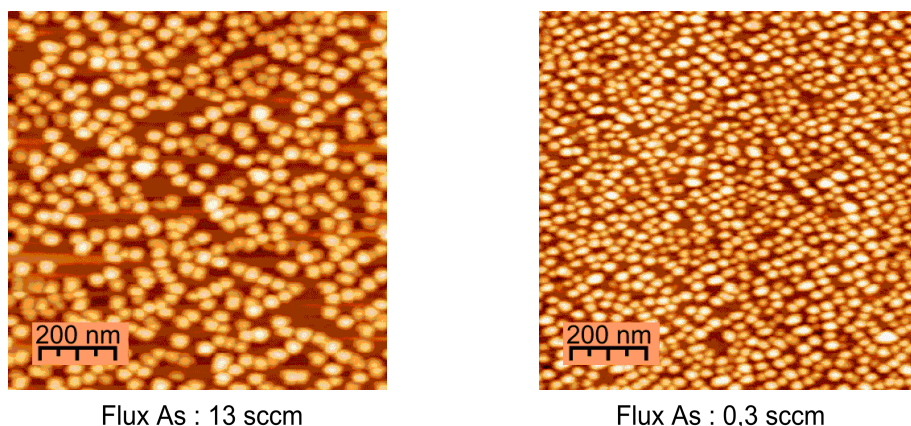


Figure 2 - 13 : Influence du flux d'arsenic sur la croissance des boîtes quantiques InAs/InP(311)B

L'effet du flux d'arsenic sur la forme et la densité des boîtes quantiques réalisées a été étudié au cours de la thèse de P. Caroff-Gaonac'h [Caroff-Thèse]. Il a été montré qu'une croissance

réalisée sur substrat (311)B avec un flux d'arsine quarante fois inférieur à la valeur habituelle conduit à l'amélioration des boîtes quantiques obtenues [Caroff2005-08]. La réduction du flux habituel de 13 sccm à 0,3 sccm fait passer la densité de boîtes quantiques de $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ à 10^{11} cm^{-2} , soit une densité doublée (figure 2 - 13). Le diamètre passe de 40 nm à moins de 30 nm, et leur hauteur de 8 nm à 6 nm pour des boîtes non-recouvertes. Ces caractéristiques sont de première importance pour l'obtention de structures actives à fort gain.

2.4.3 Technique du « double cap »

Cette technique a été développée au cours de la thèse de C. Paranthoën [Paranthoën-Thèse], et a été optimisée au cours des thèses de C. Platz [Platz-Thèse] et de C. Cornet [Cornet-Thèse]. Les structures destinées à la réalisation de lasers sont composées d'un guide planaire réalisé par contraste d'indices de réfraction. La zone active, constituée de fils ou de boîtes quantiques, est placée au centre de ce guide. Pour le cas des structures réalisées au laboratoire, le cœur du guide est en quaternaire $\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,8}\text{As}_{0,43}\text{P}_{0,57}$ et la gaine en InP. Le quaternaire, avec les indices indiqués, est aussi noté « $Q_{1,18}$ » car son énergie de bande interdite permet une émission à 1,18 μm . La figure 2 - 14 illustre les étapes de la technique du « double cap ».

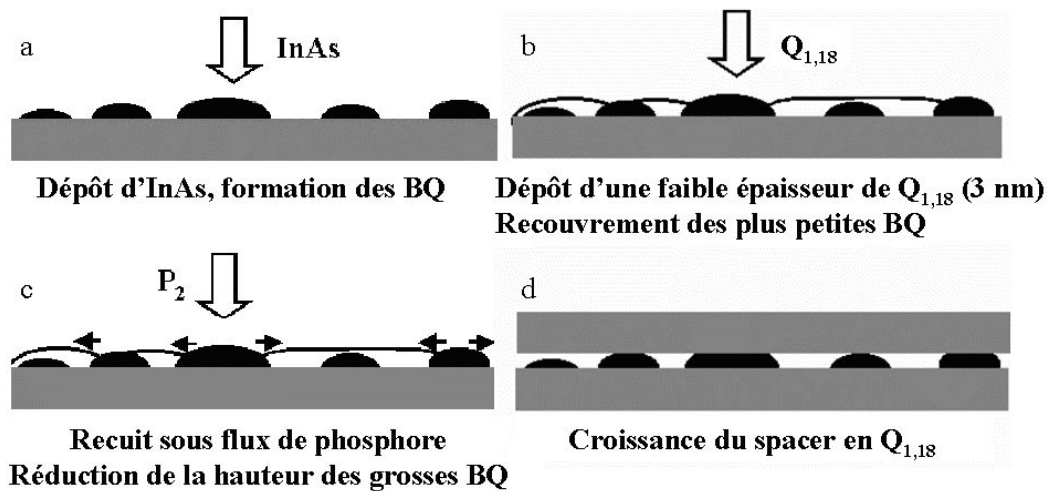


Figure 2 - 14 : Description de la technique du « double cap » [Paranthoën-Thèse]

Le principe consiste à recouvrir les nano-objets formés en deux étapes. Le premier recouvrement (premier cap) est effectué avec le matériau de même nature que la surface sur laquelle reposent les nano-objets (figure 2 - 14 b). Lorsque le cap atteint une certaine épaisseur laissant les nano-objets de grande taille non-recouverts, un arrêt de croissance sous le même flux d'éléments V qui a servi à la croissance de la couche initiale est effectué. Durant cette phase, des échanges As/P avec la partie non-recouverte des nano-objets se produisent et contribuent à égaliser leur hauteur au niveau de celle du premier cap et ainsi à planariser la

surface de croissance (figure 2 - 14 c). Ensuite, le deuxième recouvrement est effectué par une couche de quaternaire (deuxième cap) (figure 2 - 14 d). L'épaisseur de cette couche, dite « spacer », est définie de façon à avoir les plans de nano-objets distribués uniquement au niveau du maximum d'intensité du mode optique au sein des lasers à réaliser.

Cette technique permet en premier lieu de réaliser l'empilement de plusieurs plans de nano-objets avec peu de défauts tels que des dislocations. De plus, la hauteur des plus grands nano-objets étant réduite, l'inhomogénéité en taille est réduite, et l'élargissement inhomogène du spectre d'émission est réduit [Caroff2005-10]. Enfin, la longueur d'onde d'émission étant dépendante de la hauteur des nano-objets, le contrôle de la hauteur du premier cap permet de contrôler la longueur d'onde d'émission.

Ainsi, le choix de l'orientation du substrat, le contrôle du flux d'arsenic, et la technique du double cap permettent d'obtenir des nano-objets en InAs sur InP de densité très élevée, de petites tailles dont la dispersion est contrôlée, et par conséquent un gain optique élevé. Ces qualités permettent de converger vers la réalisation de lasers à faible courant de seuil, donc de rendement élevé pour les télécommunications longues distances [Homeyer2007-10]. Pour le blocage de modes, une dispersion élevée de la taille des nano-objets permet théoriquement d'obtenir des impulsions courtes, cependant l'émission laser est limitée aux groupes dont le gain est plus élevé que les pertes. A titre de repère, une impulsion de 1 ps de durée en limite de Fourier, à 1,55 μm de longueur d'onde a une largeur spectrale de 3,5 nm. En homogénéisant la dispersion en hauteur des nano-objets, la largeur spectrale de gain effectif à l'émission laser est probablement conservée.

2.5 Lasers multimodes pour la caractérisation des structures

Les lasers multimodes sont des lasers dont le guide est réalisé par un ruban métallique de largeur entre 30 et 100 μm , de ce fait ces composants sont également appelés « lasers à ruban large ». Ces lasers sont simples et rapides à fabriquer et permettent d'extraire les caractéristiques électriques et optiques nécessaires pour valider les structures épitaxiales pour des études ultérieures, qui sont ici la réalisation de lasers monomodes, et monomodes à blocage de modes. Dans cette partie, les étapes de caractérisation des lasers multimodes sont présentées. La figure 2 - 15 présente une structure épitaxiale type, à boîtes quantiques InAs sur substrat InP (311)B, destinée à la réalisation de composants opto-électroniques.

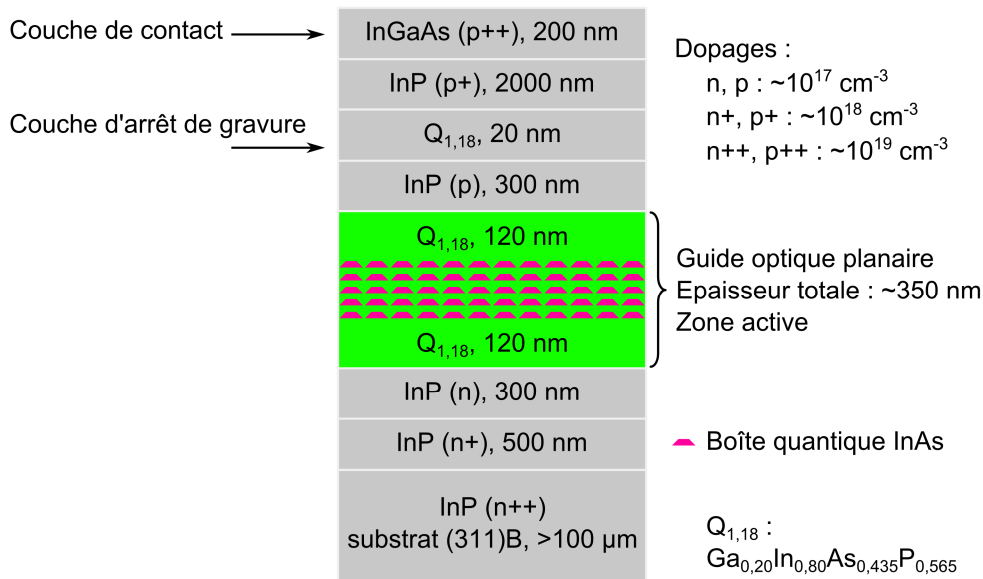


Figure 2 - 15 : Schéma d'une structure épitaxiale type pour des composants opto-électroniques

Le substrat utilisé est très fortement dopé pour minimiser les résistances de contact avec les couches métalliques qui seront déposées par la suite pour réaliser les composants. Le cœur du guide optique est confiné entre deux couches servant de gaine, en InP peu dopé pour minimiser l'absorption par les porteurs libres de l'onde évanescente. L'épaisseur du cœur du guide est choisie pour permettre un guidage monomode. La couche d'InP n+ est une couche tampon pour assurer une surface avec le minimum de défauts pour l'épitaxie. En effet, les substrats en sortie d'emballage contiennent une couche d'oxyde qui doit être évaporée thermiquement dans le bâti avant de commencer l'épitaxie. La couche d'InP p+ sert à symétriser la structure globale du point de vue des bandes d'énergie. La structure est terminée par la couche de matériau ternaire en InGaAs de dopage très élevé, là encore en vue de la métallisation de contact. La couche de quaternaire de 20 nm est utile pour le procédé de réalisation de lasers dans lequel il est parfois nécessaire de graver la couche d'InGaAs et la couche tampon d'InP sur les zones en dehors des contacts au moyen de solutions chimiques. La solution gravant l'InP ne grave pas l'InGaAsP, la gravure s'arrête donc dès que la couche d'InP est entièrement gravée. Cette couche est couramment appelée « couche d'arrêt de gravure ».

Les lasers à rubans larges sont réalisés en salle blanche, la figure 2 - 16 illustre les différentes étapes du procédé. Celui-ci consiste à déposer le ruban métallique côté P, sur la couche d'InGaAs perpendiculairement à une direction de clivage, et à graver la couche d'InGaAs sur la zone en dehors du contact. Ensuite, le substrat est aminci et une métallisation plein champ côté N est effectuée. Enfin, les échantillons sont clivés de façon à avoir le ruban parcourant

toute la distance entre les facettes clivées. Ces facettes serviront de miroirs aux lasers. L'amincissement est une étape nécessaire car l'épaisseur initiale du substrat de 300 μm est trop élevée pour réaliser le clivage.

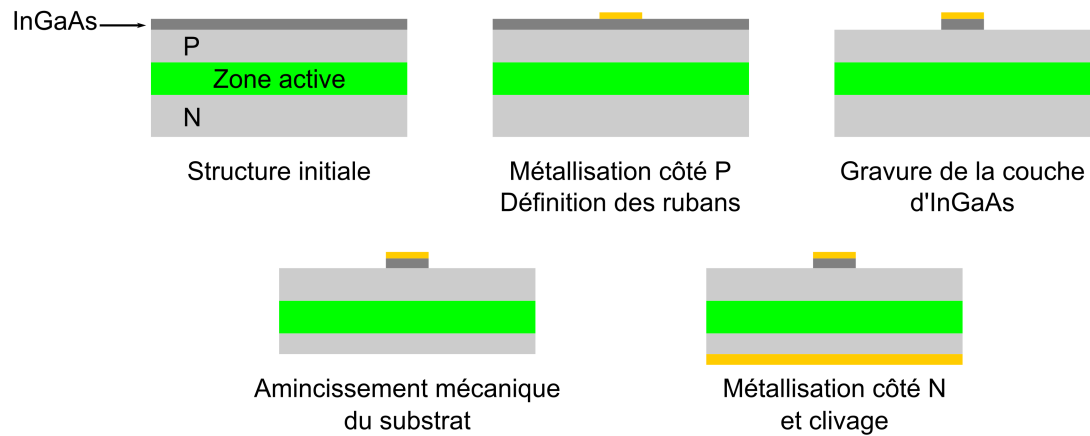


Figure 2 - 16 : Etapes de réalisation d'un laser multimode

2.5.1 Caractérisation électrique et électroluminescence

L'électroluminescence est la luminescence d'un matériau donné, confiné dans une jonction PN, lorsque les porteurs, des électrons et des trous, y sont directement injectés. Comme il a été détaillé précédemment, les nano-objets sont contenus entre un matériau de type N et un matériau de type P. La structure réalisée est une double hétérojonction du type PIN, ce qui permet le passage d'un courant électrique lorsqu'elle est polarisée en direct. Les porteurs injectés se situent dans les bandes de conduction et de valence pour les électrons et les trous respectivement. Ainsi, ces porteurs vont pouvoir diffuser et être capturés ou se recombiner de la même façon que pour la photoluminescence en émettant pour certains de la lumière.

2.5.1.1 Caractérisation électrique

La diode idéale de Shockley présente une caractéristique courant-tension $I(V)$ de la forme :

$$I = I_0 \left(e^{qV / \eta kT} - 1 \right) \quad 2 - 4$$

- I, I_0 : courant et courant de saturation en inverse respectivement
- q : charge (C)
- V : tension (V)
- η : coefficient d'idéalité (sans unité)
- k : constante de Boltzmann (eV.K^{-1})

- T : température (K)

Le coefficient d'idéalité est égal à 1 lorsque le fonctionnement de la diode est dominé par un courant de diffusion de porteurs à travers la jonction et 2 en présence d'un centre de recombinaisons dominant dont le niveau d'énergie est situé au voisinage du gap. La caractéristique électrique d'une diode réelle peut être représentée par la caractéristique de Shockley idéale, ou avec un coefficient d'idéalité η différent de 1 en série avec une résistance (figure 2 - 17).

Cette caractérisation électrique permet d'évaluer globalement la qualité de l'épitaxie et des étapes technologiques de métallisation pour les contacts ohmiques. Elle permet également de mesurer les qualités électriques de la diode telles que le coefficient d'idéalité, la tension de seuil et la résistance série. La portion représentant la caractéristique en inverse permet d'atteindre le courant de saturation et représente le courant de fuite de la diode. La tension de seuil des diodes réalisées à partir des structures épitaxiales du laboratoire est inférieure à 1 V. Si la tension est nettement supérieure à cette valeur, cela indique dans la plupart des cas, qu'il existe au sein de la structure une couche fortement résistive [Sze1981], [Wu2006]. Celle-ci provient en général, d'une mauvaise préparation de la surface avant l'étape d'épitaxie (désoxydation du substrat), ou d'un mauvais nettoyage de la surface avant la réalisation des contacts ohmiques.

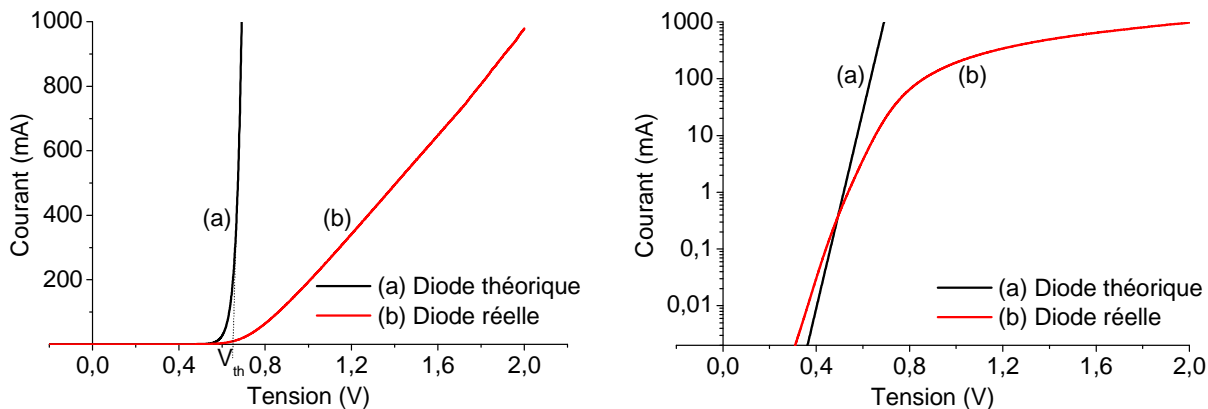


Figure 2 - 17 : Caractéristique électrique d'une diode théorique et d'une diode réelle, échelle linéaire et logarithmique

Lorsque sur la courbe $I(V)$ la portion avant la tension de seuil présente une pente non-nulle sur une échelle linéaire ou que le coude n'est pas net, ceci traduit un problème lié à la jonction PN et à l'injection électrique dans cette jonction. Ceci peut provenir d'une mauvaise maîtrise des dopages dans les différentes couches épitaxiées ou de la présence de défauts donnant lieu

à des recombinaisons de porteurs. Une autre cause peut être la mauvaise qualité des contacts ohmiques.

La pente de la courbe $I(V)$ loin au-delà du seuil est égale à l'inverse de la résistance interne de la diode réelle. La diode idéale, par définition, ne présente pas de résistance série interne. Lorsque cette pente est faible, en d'autres termes que la résistance est élevée, il est probable qu'il y ait une quantité élevée de défauts au sein de la structure entière, ou bien juste au niveau des métallisations. Une résistance interne élevée, par exemple $5\ \Omega$ dans le cas des lasers à ruban large, implique des pertes thermiques au sein de la structure et empêche le fonctionnement du composant à courant élevé. Un coude proche de $0,7\text{ V}$, une résistance série de valeur inférieure à $2\ \Omega$ en plus d'un coefficient d'idéalité inférieur à 2 sont les gages d'une bonne qualité électrique de la diode laser.

2.5.1.2 Electroluminescence

L'analyse de l'électroluminescence se fait à l'aide d'un analyseur de spectre optique (Optical Spectrum Analyser : OSA). La lumière émise par le composant est collectée par une fibre optique multimode de grande ouverture numérique, connectée à l'OSA pour la mesure. Celui utilisé à l'INSA de Rennes, de marque Advantest (Q8381), a une résolution maximum de $0,1\text{ nm}$ et une sensibilité de -87 dBm . La source de courant utilisée permet de délivrer un courant continu ou impulsionnel. Le courant continu est utilisé uniquement pour des caractérisations d'électroluminescence à 20 mA . Pour toute autre étude, le courant est choisi impulsionnel pour s'affranchir des problèmes d'échauffement du composant. Le signal consiste alors en des impulsions carrées de 500 ns de durée, à un taux de répétition de 2 kHz .

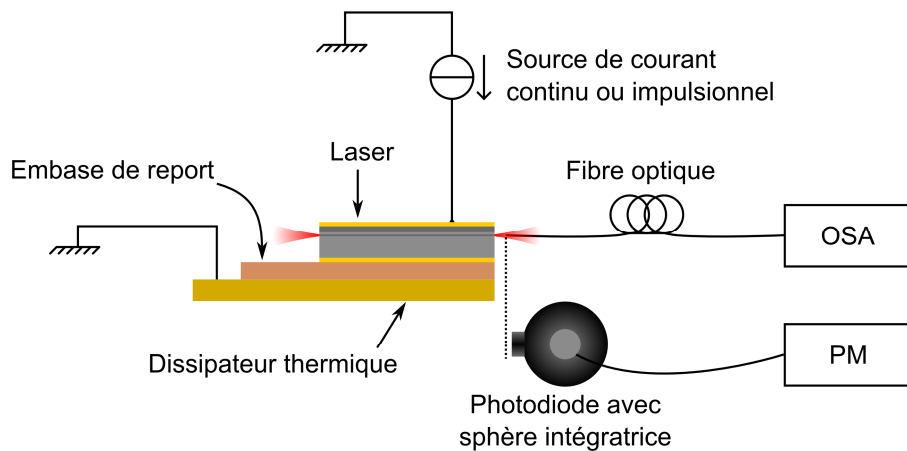


Figure 2 - 18 : Banc expérimental de mesure d'électroluminescence

A faible courant d'injection, avant le seuil d'émission laser, le composant est équivalent à une diode électroluminescente. La luminescence est alors essentiellement de l'émission spontanée. Lorsque le courant augmente, l'émission stimulée augmente et le spectre optique présente un pic d'émission de plus en plus étroit jusqu'à atteindre le seuil d'émission laser. Lorsque le seuil est dépassé, la largeur du pic évolue peu avec le courant, en revanche son amplitude varie linéairement en fonction du courant. Cette brutale variation du spectre optique permet de repérer le seuil de l'émission laser et ainsi d'évaluer, avec cependant une faible précision, le courant de seuil (figure 2 - 19).

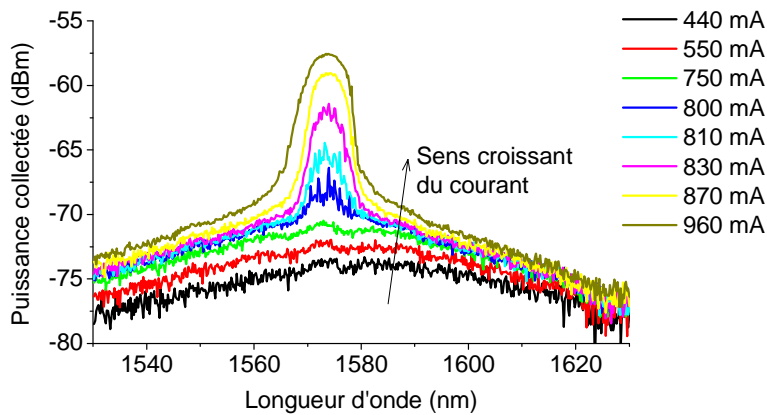


Figure 2 - 19 : Spectres optiques d'un laser à semiconducteurs autour du seuil

Le courant de seuil est le plus souvent déterminé par la mesure de la caractéristique $P(I)$, soit la mesure de la puissance totale de sortie P en fonction du courant d'injection I . La courbe $P(I)$ présente au seuil une rupture de pente. Le seuil est déterminé par l'intersection de l'asymptote de la courbe $P(I)$ après le seuil avec l'axe des courants (figure 2 - 20).

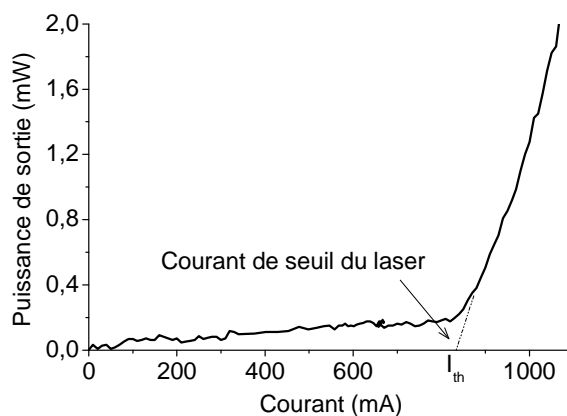


Figure 2 - 20 : Puissance de sortie d'un laser à semiconducteurs en fonction du courant d'injection

La pente de la portion de courbe après le seuil permet de déterminer le rendement différentiel externe η_{ext} du laser avec la relation suivante :

$$\eta_{ext} = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad 2 - 5$$

Cette grandeur traduit le nombre de porteurs e nécessaires pour augmenter l'intensité lumineuse d'un photon $h\nu$. En raison des pertes internes du laser, une partie des porteurs injectés ne contribuent pas à la luminescence. Le rendement différentiel correspondant à la proportion de courant qui participe effectivement à la luminescence, est appelé rendement différentiel interne, η_{int} :

$$\eta_{int} = \eta_{ext} \frac{\alpha_m + \alpha_{int}}{\alpha_m} \quad 2 - 6$$

- α_m : pertes miroir (cm^{-1})
- α_{int} : pertes internes (cm^{-1})

Après la propagation de la lumière sur un aller-retour dans la cavité de longueur L et de pertes internes α_{int} , le gain g du laser doit équilibrer les pertes et la fuite de lumière à travers les miroirs de cavité de réflectivités respectives R_1 et R_2 . Les équations d'équilibre s'écrivent :

$$\alpha_m + \alpha_{int} = g \quad 2 - 7$$

$$R_1 R_2 e^{(g - \alpha_{int})2L} = 1 \quad 2 - 8$$

Comme $g - \alpha_{int} = \alpha_m$, α_m peut s'écrire de la manière suivante à partir de 2 - 8 :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left[\frac{1}{R_1 R_2} \right] \quad 2 - 9$$

En remplaçant α_m dans 2 - 6 par son expression 2 - 9, une relation liant $1/\eta_{ext}$ à L peut être écrite :

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{1}{\eta_{int}} \left[1 - \frac{2\alpha_{int}L}{\ln(R_1 R_2)} \right] \quad 2 - 10$$

D'après l'expression ci-dessus, le tracé de $1/\eta_{ext}$ en fonction de la longueur de cavité devrait suivre une droite d'ordonnée à l'origine égale à $1/\eta_{int}$ et de pente proportionnelle à α_{int} . Ainsi, cette expression permet d'obtenir la valeur des pertes internes α_{int} à partir des valeurs de R_1 , R_2 et des mesures de $P(I)$ en utilisant la relation 2 - 5 sur des lasers de différentes longueurs issus d'une même structure épitaxiale. L'incertitude sur cette valeur dépendra directement de l'homogénéité de l'épitaxie et de la reproductibilité de la technologie.

L'injection des porteurs est souvent exprimée en terme de densité de courant J . Celle-ci est liée au courant I par la relation suivante :

$$J = \frac{I}{wL} \quad 2 - 11$$

- w : largeur de ruban (cm)
- L : longueur de cavité (cm)

La densité de courant de seuil J_{th} du laser est liée au gain matériau β par l'expression suivante [Rosencher, Vinter 1998] :

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_{int}} \exp\left(\frac{\alpha_{int} + \alpha_m}{g_0}\right) \quad 2 - 12$$

$$g_0 = \Gamma \beta J_0 \quad 2 - 13$$

- J_0 : densité de courant de transparence ($A.cm^{-2}$)
- g_0 : gain au seuil (cm^{-1})
- Γ : facteur de confinement optique (sans unité)
- β : gain différentiel matériau ($cm.A^{-1}$)

En remplaçant α_m par son expression 2 - 9, 2 - 12 devient :

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_{int}} \exp\left[\frac{\alpha_{int}}{g_0}\right] \exp\left[\frac{1}{2Lg_0} \ln\left[\frac{1}{R_1 R_2}\right]\right] \quad 2 - 14$$

Or, pour une longueur de cavité infinie 2 - 14 devient :

$$J_{th-\infty} = \lim_{L \rightarrow \infty} J_{th} = \frac{J_0}{\eta_{int}} \exp\left[\frac{\alpha_{int}}{g_0}\right] \quad 2 - 15$$

2 - 14 s'écrit alors :

$$J_{th} = J_{th-\infty} \exp\left[\frac{1}{2Lg_0} \ln\left[\frac{1}{R_1 R_2}\right]\right] \quad 2 - 16$$

Ou encore, avec le remplacement de g_0 par son expression 2 - 13 :

$$\ln\left[\frac{J_{th}}{J_{th-\infty}}\right] = \frac{1}{2L\Gamma\beta J_0} \ln\left[\frac{1}{R_1 R_2}\right] \quad 2 - 17$$

De la même façon que pour la détermination des pertes internes, cette expression permet d'obtenir le gain modal différentiel $\Gamma\beta$, pour des lasers d'une même structure épitaxiale. Le tracé des densités de courant de seuil sur une échelle logarithmique en fonction de $1/L$ devrait suivre une droite d'ordonnée à l'origine $J_{th-\infty}$ et de pente inversement proportionnelle à $\Gamma\beta$.

Cette valeur de $\Gamma\beta$ est valable sur le domaine de variation linéaire du gain, en général proche du seuil. La valeur de J_0 est cependant nécessaire pour déterminer $\Gamma\beta$. Celle-ci est la densité de courant pour laquelle le gain compense exactement les pertes internes α_{int} , ce qui correspond à la transparence.

Une structure épitaxiale peut être retenue pour la réalisation de lasers monomodes si au minimum, elle permet d'obtenir des lasers à rubans larges fonctionnels. Pour le cas du procédé rubans fins développé à l'INSA de Rennes, la structure retenue n'était pas celle présentant les meilleures caractéristiques car il s'agissait d'une première réalisation. En revanche, pour le cas du travail effectué à DTU Fotonik, les structures sélectionnées faisaient partie d'un des meilleurs lots réalisés à l'INSA de Rennes. Du fait de l'importance de la collaboration avec le laboratoire DTU Fotonik au sein du réseau d'excellence ePIXnet, il était nécessaire d'exploiter les structures les plus prometteuses.

2.5.2 Résultats et contexte international

A titre de rappel les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus sous régime impulsif. Les impulsions de courant ont une durée de 500 ns et la fréquence est de 2 kHz.

L'optimisation des boîtes quantiques InAs sur substrat InP(311)B, a permis l'obtention d'une émission laser à une densité de courant de seuil J_{th_∞} , pour une longueur de cavité infinie, de 21 A.cm^{-2} pour une structure à 3 plans de boîtes (soit $J_{\text{th}_\infty}=7 \text{ A.cm}^{-2}$ par plan). Ceci représente l'état de l'art pour des lasers InP émettant à $1,55 \mu\text{m}$ à température ambiante [Caroff2005-12].

Ainsi, ces structures à boîtes quantiques InAs/InP(311)B ont permis la réalisation de lasers monomodes émettant en continu en collaboration avec le LPN [Martinez2008]. Dans le cadre de ce travail de thèse en collaboration avec le laboratoire DTU Fotonik, des lasers monomodes sur ces structures ont été réalisés, et présentent une émission continue avec un courant de seuil de 25 mA pour une longueur de cavité de 1 mm [Dontabactouny20..].

L'optimisation des structures à fils quantiques a consisté à comparer les résultats obtenus avec ceux des boîtes quantiques [Zhou2008] et à optimiser les conditions de croissance. Ainsi une émission laser a été obtenue avec une densité de courant de seuil pour une longueur de cavité infinie de 225 A.cm^{-2} pour une structure à 5 plans de fils quantiques (soit 45 A.cm^{-2} par plan) [Zhou2009-01].

Avec la même structure à fils quantiques, une étude de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité a permis d'extraire une valeur de rendement

différentiel interne η_{int} de 55% et une valeur de pertes internes α_{int} de 7 cm^{-1} (figure 2 - 21). Ces valeurs sont comparables à celles figurant dans la littérature [Lelarge2007].

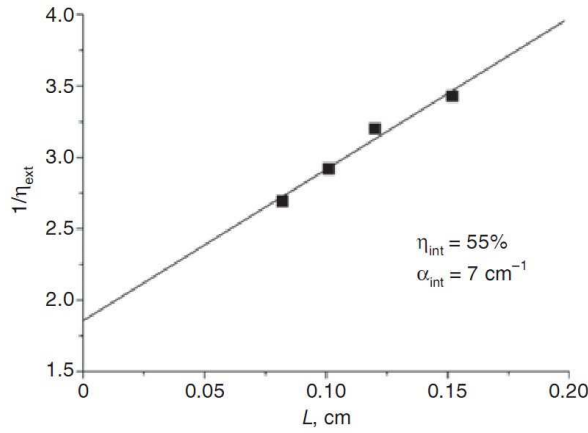


Figure 2 - 21 : Inverse du rendement différentiel externe en fonction de la longueur de cavité pour une structure à 5 plans de fils quantiques [Zhou2009-01]

Les structures utilisées pour la réalisation de lasers à blocage de modes à DTU Fotonik ont été fabriquées en utilisant la même procédure que celle utilisée pour les structures précédentes. La figure 2 - 22 présentent les mesures de spectres de PL réalisées sur ces structures.

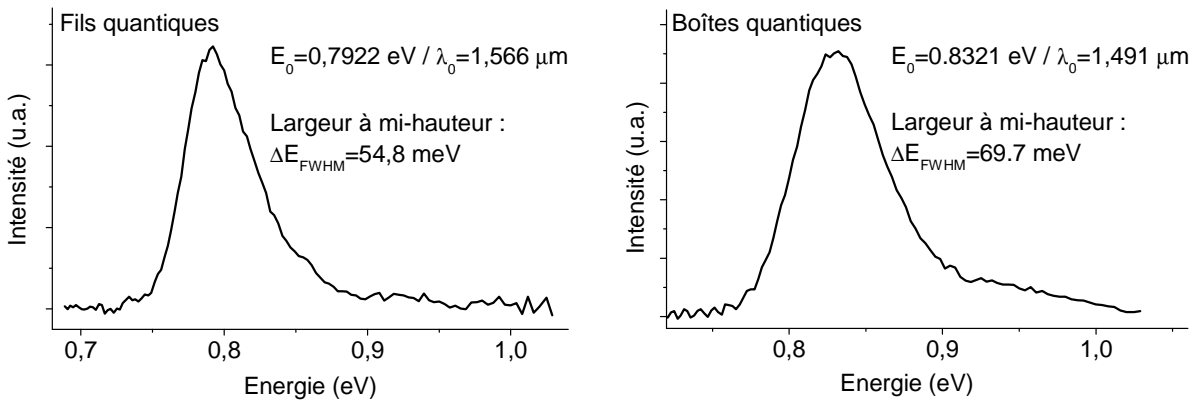


Figure 2 - 22 : Spectres de photoluminescence des structures épitaxiales exploitées à DTU Fotonik

La position du pic de PL d'une structure épitaxiale se situe en général, à une longueur d'onde plus courte que celle de l'émission de lasers issus de cette même structure. Dans le cas présent, les lasers à ruban large ont permis une émission autour de $1,55 \mu\text{m}$, ce qui est favorable pour des études dans le contexte des télécommunications optiques. La figure 2 - 23 présente l'évolution de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité avec un spectre d'émission laser en insert pour ces mêmes structures.

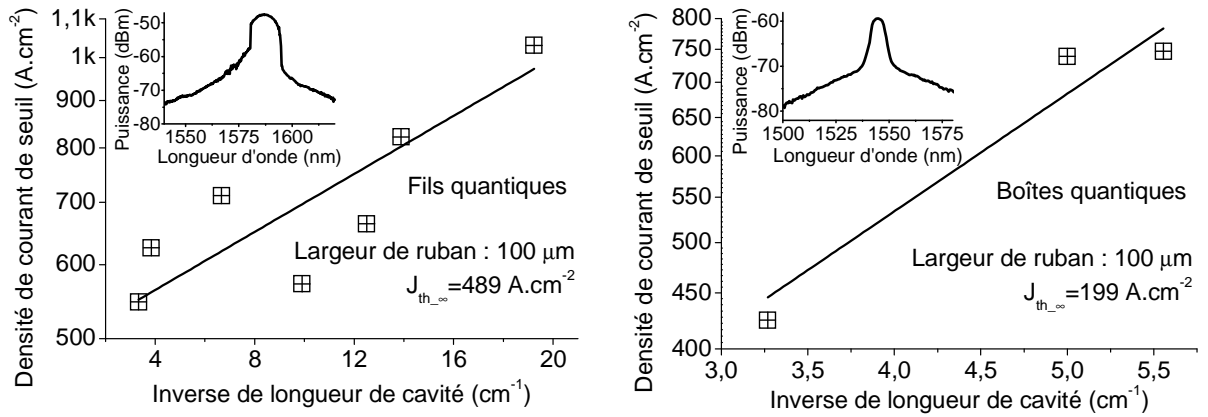


Figure 2 - 23 : Densités de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité des lasers à ruban large réalisés sur les structures épitaxiales exploitées à DTU Fotonik

Afin de présenter le contexte international sur les caractéristiques de lasers à rubans larges, le tableau 2 - 1 indique les meilleurs résultats obtenus au laboratoire et ceux publiés par les autres laboratoires travaillant sur le même sujet.

Référence	Structure	Technologie de fabrication	$J_{\text{int}}/\text{plan}$ (A.cm ⁻²)	T ₀ (K)	η_{int} (%)	α_{int} (cm ⁻¹)
[Caroff2005-08] INSA de Rennes	BQ/(311)B 3 plans	GSMBE	7	55	41	9
[Alghoraibi2006] INSA de Rennes	FQ/(100) 3 plans	GSMBE	57	64	55	18
[Lelarge2007]	FQ/(100) 6 plans	GSMBE	190	60-70	80	19
[Hein2007]	FQ/(100) 4 plans	GSMBE	165	61	81	11
[Franke2007]	BQ/(100) 7 plans	MOCVD	80	-	65	4
[Ooi2008]	FQ/(100) 4 plans	MBE	190-330	-	90	10,5
[Li2008]	BQ/(100) 5 plans	GSMBE	128	69	56	8
[Zhou2009-01] INSA de Rennes	FQ/(100) 5 plans	GSMBE	45	52	55	7
[Elias2009] INSA de Rennes	BQ/(100) 5 plans	GSMBE	28	72	52	14

Tableau 2 - 1 : Comparaison des résultats obtenus sur des lasers à ruban large à fils (FQ) et boîtes quantiques (BQ) sur InP(100) et (311)B par différentes équipes travaillant sur le sujet

Ce tableau permet de constater que les structures réalisées à l'INSA de Rennes présentent les meilleures performances en termes de densité de courant de seuil, ce qui indique un gain élevé. Celui-ci a été estimé à 13 cm^{-1} au cours de la thèse de E. Homeyer [Homeyer2007-06].

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, tout d'abord, l'intérêt des structures à réduction de la dimensionnalité pour les lasers, et plus particulièrement dans le contexte des télécommunications optiques, a été présenté. Les travaux théoriques de la littérature ont prédit que les structures à fils et boîtes quantiques devraient permettre la réalisation de lasers présentant de meilleures performances qu'avec les puits quantiques. Les boîtes quantiques InAs sur substrat GaAs ont déjà permis de vérifier la plupart de ces prédictions théoriques.

Ensuite, la technologie permettant de réaliser ces structures, les principes mis en jeu et les techniques utilisées ayant permis des améliorations significatives de leurs propriétés ont été présentés. Plus précisément, le travail expérimental démontre qu'un choix judicieux de l'orientation du substrat, l'abaissement du flux d'arsenic et l'utilisation de la technique du double cap permettent d'obtenir des fils et des boîtes quantiques en InAs sur substrat InP(100) et (311)B respectivement avec de petites tailles, une très grande densité, et très peu de défauts.

La réalisation et la caractérisation de lasers multimodes à ruban large permettent d'analyser le potentiel de ces structures. Ainsi, il a été montré en présentant les résultats dans le contexte international que ceux obtenus à l'INSA de Rennes sont les meilleurs en terme de densité de courant de seuil, ce qui indique que ces structures présentent un gain élevé.

Chapitre 3

Réalisation des lasers monomodes continus et à blocage de modes

Les lasers présentés dans le chapitre précédent, appelés lasers à ruban large, génèrent une émission multimode dans le plan horizontal. Dans le cadre de cette thèse, la première étape a été de développer le procédé technologique de réalisation de lasers monomodes. Cette étape a été menée à l'INSA de Rennes et en partie à l'ENSSAT à Lannion dans le cadre du projet régional DisTO. Ensuite, des lasers et des amplificateurs optiques (Semiconductor Optical Amplifier : SOA) multisections ont été réalisés à DTU Fotonik au Danemark. Cette collaboration s'est déroulée au sein du réseau d'excellence européen ePIXnet.

3.1 Lasers monomodes à émission continue

3.1.1 Du laser multimode au laser monomode

Le mode optique au sein de la cavité d'un laser à semiconducteurs a une forme elliptique dont la largeur latérale est définie par la largeur du ruban. Cette largeur supporte le métal du contact ohmique servant à l'injection électrique (guidage par le gain), ou permet de délimiter des zones comportant des matériaux différents (guidage par l'indice). Pour le cas du laser multimode, cette largeur est au minimum de quelques dizaines de micromètres et est définie à 100 μm pour les lasers fabriqués à l'INSA de Rennes.

Pour passer du laser multimode au laser monomode, l'opération imposée par les lois de la propagation des ondes guidées est la réduction des dimensions de la zone dans laquelle se trouve le mode optique de la cavité laser. Le guide de la cavité laser, dans la direction verticale, est conçu pour être monomode dès l'étape d'épitaxie en utilisant des matériaux et des dimensions adéquats dans la zone active et de confinement optique. Pour passer à un

mode optique unique, il est nécessaire de réduire la dimension de la zone latérale à une valeur inférieure à environ $10\text{ }\mu\text{m}$.

Alors que dans les lasers multimodes, le guidage de l'onde est réalisé par le gain, les lasers monomodes nécessitent tout d'abord la réalisation d'un guide optique physique, en général de largeur de $2\text{ à }8\text{ }\mu\text{m}$, par gravure du semiconducteur. La structure obtenue s'appelle un guide en arête.

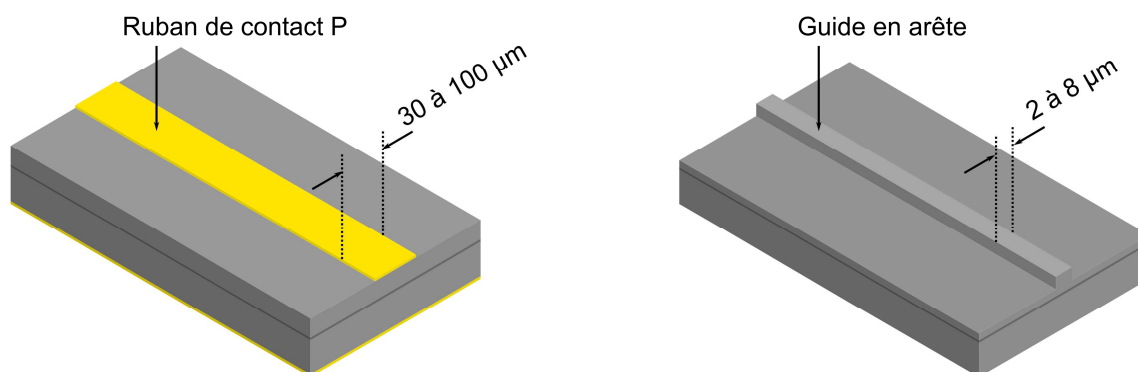


Figure 3 - 1 : Lasers à semiconducteurs multimode (gauche) et monomode (droite)

Or, une telle largeur de guide, une fois métallisée, est difficile à contacter directement avec une pointe ou avec un fil d'or brasé dont le diamètre minimal est voisin de $20\text{ }\mu\text{m}$. De plus, compte tenu de l'épaisseur de la métallisation ($\sim 300\text{ nm}$), un ruban d'une telle largeur présente une résistance linéique trop élevée pour qu'un contact en un point du ruban suffise à alimenter le laser de façon homogène. La résistance linéique est la résistance d'un bout à l'autre du ruban. La figure 3 - 2 présente l'évolution de cette résistance en fonction de la largeur d'un ruban d'épaisseur 300 nm , et de longueur 1 mm .



Résistivité or ρ_{Au} à 298 K ($\Omega \cdot \mu\text{m}$)	0,023
L (μm)	1000
w (μm)	4
e (μm)	0,3
$R = (\rho_{Au} \cdot L) / (w \cdot e)$ (Ω)	18,8

Tableau 3 - 1 : Résistance linéique pour un ruban tel que dessiné, de dimensions typiques

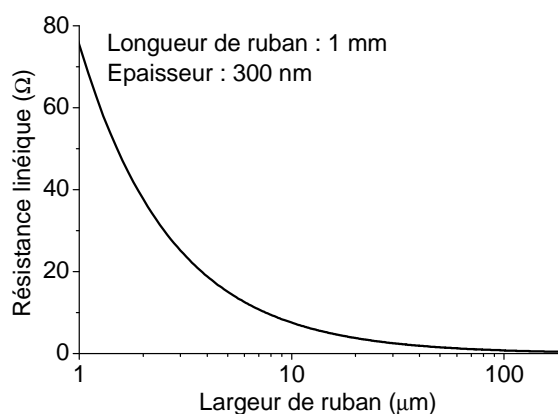


Figure 3 - 2 : Résistance linéique en fonction de la largeur de ruban

L'évaluation de cette résistance à $18,8 \Omega$ pour un ruban de dimensions typiques (tableau 3 - 1) est déjà trop élevée pour le laser. La solution est d'imposer une équipotentielle le long du guide, ce qui est possible en planarisant la surface avec un isolant électrique en ayant la face supérieure du guide émergente et en déposant un ruban de largeur élevée, par exemple $100 \mu\text{m}$. En effet pour une telle largeur la résistance est quasi nulle.

3.1.2 Technologie de réalisation des lasers monomodes à l'INSA de Rennes

Les étapes à mettre en œuvre pour la réalisation de ces lasers monomodes sont illustrées par la figure 3 - 3. Le principe du procédé consiste à créer une couche de masquage pour la gravure du semiconducteur, celle-ci contenant les motifs de définition des composants. Ensuite, toute la surface de la structure est planarisée par un polymère, puis ce polymère est gravé jusqu'à libérer la face supérieure des motifs. La métallisation de contact peut ainsi être réalisée sans qu'il y ait de rupture au niveau des bords de guide. Ensuite, l'échantillon est aminci et la métallisation côté N est réalisée.

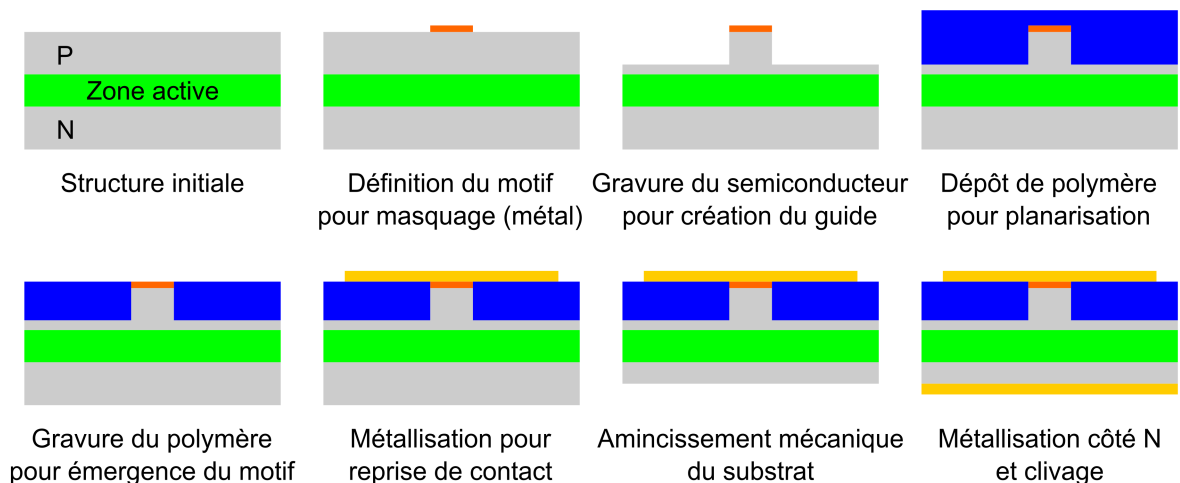


Figure 3 - 3 : Schéma de principe des étapes de réalisation d'un laser monomode

Dans le cadre de ce développement, un jeu de masques a été dessiné à l'INSA de Rennes avec le logiciel Clewin et fabriqué au LAAS de Toulouse avec une résolution d'environ $1 \mu\text{m}$. Pour la réalisation de lasers monomodes, deux niveaux de masquage sont nécessaires. Le premier appelé niveau « M1 » (M pour métallisation) contient les motifs composants, et le second appelé niveau « M2 » contient les motifs de contacts électriques.

3.1.2.1 Description des masques

Les rubans lasers dessinés ont des largeurs égales à 3, 4, 5, 6, 8, 10, 30 et 100 μm . Les rubans de 30 et 100 μm permettront de comparer ce procédé technologique avec le procédé habituellement utilisé pour réaliser des lasers à ruban large. Des motifs de tests de résolution ont également été dessinés. Certains motifs ont été prévus pour la mesure de rugosité de flanc de guide. Ce paramètre est important car cette rugosité peut engendrer des pertes par diffusion de la lumière au sein du guide optique.

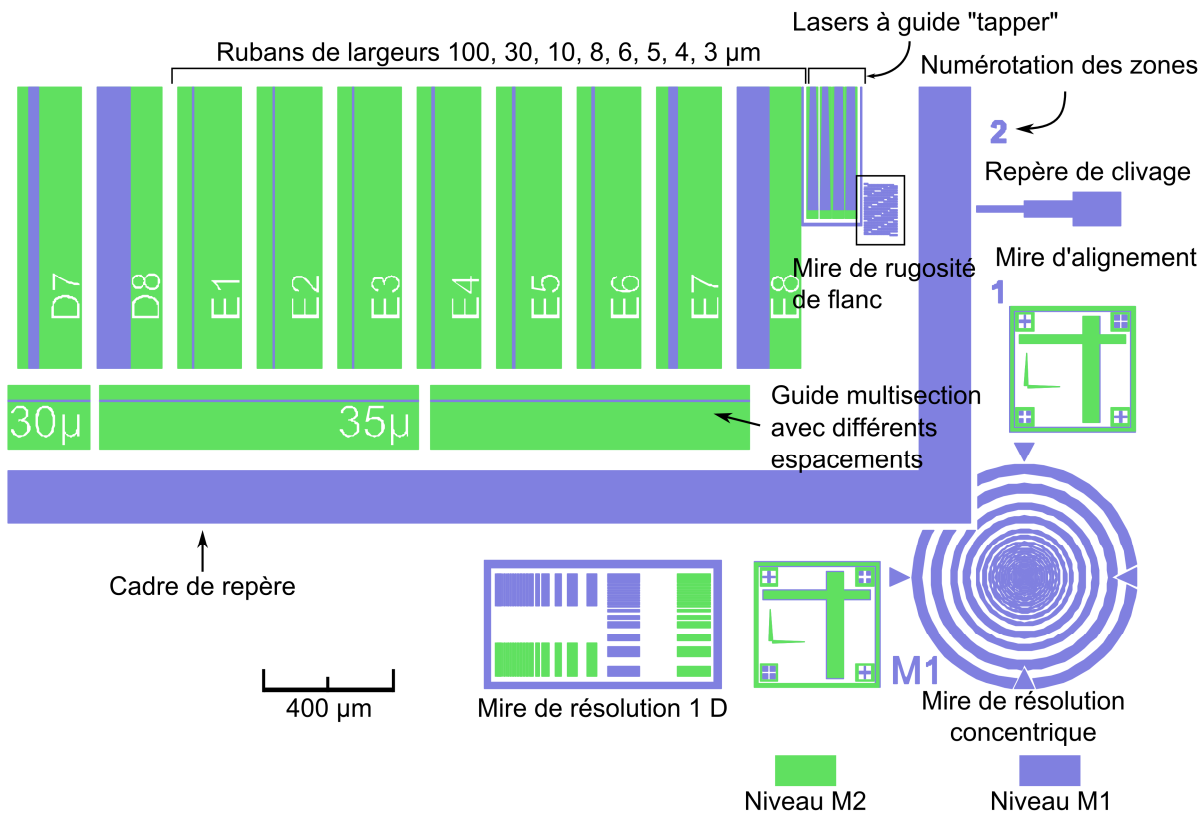


Figure 3 - 4 : Vu en détail d'une portion du masque rubans fins, niveaux M1 et M2

Les mires de résolution consistent en des motifs de dimensions variant entre 30 et 1 μm et espacés de la même façon. Les mires de résolution concentriques sont exploitées visuellement au microscope ou au profilomètre. Les repères de clivage ont été placés tous les 500 μm .

3.1.2.2 Nettoyage de la structure

Cette première étape est d'autant plus importante que les motifs à réaliser sont de faibles dimensions. L'échantillon est en général nettoyé successivement dans des bains chauds de remover, de trichloréthylène, d'acétone, d'éthanol et rincé à l'eau distillée avant d'être séché sous flux d'azote. Ensuite, afin d'éliminer toute trace d'eau, un recuit d'au moins 10 min. à

130°C maximum est nécessaire. Le remover est le nom donné au solvant « Methylpyrrolidone » ou encore NMP. Il est utilisé pour dissoudre une large gamme de matériaux, majoritairement des polymères.

3.1.2.3 Définition des composants

La définition des composants est l'étape qui précède l'étape de gravure pour la formation des guides. Pour cela, il est nécessaire de définir les motifs sur l'échantillon pour être utilisés comme couche de masquage. Les motifs sont définis par photolithographie avec le masque M1. La couche de masquage peut être directement réalisée par la résine ayant servi à la photolithographie ou par un autre matériau suivant la méthode de gravure employée par la suite.

Le matériau photosensible est une résine dont les propriétés changent en fonction de l'irradiation lumineuse subie, se situant en général dans la bande UV. En fonction du signe désignant la résine, uniquement la partie exposée ou non-exposée sera soluble dans une solution appelée « développeur » qui est en général, une solution basique. Une résine est dite positive si elle est soluble dans le développeur après exposition et négative dans le cas contraire. La majorité des résines utilisées actuellement pour la micro-photolithographie sont positives. En effet, celles-ci sont plus faciles à éliminer et permettent une meilleure résolution.

La résine est appliquée sur l'échantillon par la technique de « spin-coating ». Ensuite, un recuit sur plaque à 95°C pendant quelques minutes est nécessaire afin de faire évaporer le solvant contenu dans la résine pour la stabiliser. L'insolation est effectuée par un aligneur servant à positionner le masque par rapport à l'échantillon. Ensuite, l'échantillon est baigné au développeur, cette étape rendra visible l'image du masque sur l'échantillon et finalisera la création du masque en résine (figure 3 - 5).

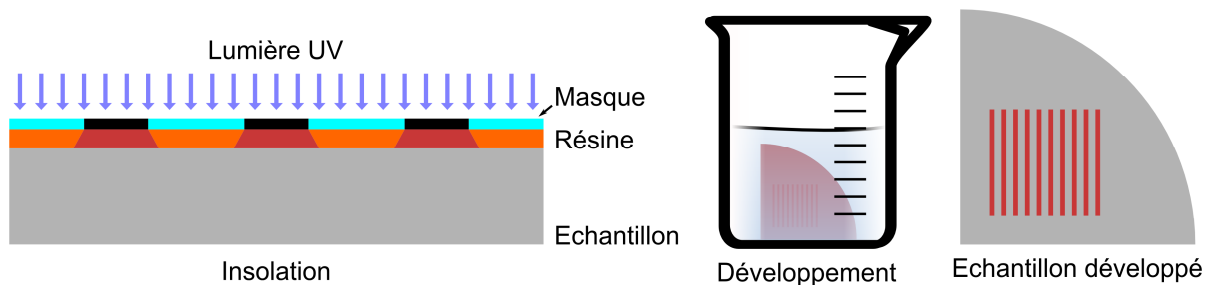


Figure 3 - 5 : Insolation et développement de l'échantillon

Cette résine peut être utilisée comme couche de masquage pour la gravure si cette dernière est effectuée par une solution d'attaque. Dans le cas où la gravure est réalisée par un gaz plasma,

comme dans le cas de ce travail, un matériau alternatif doit être employé car les résines conventionnelles ne sont pas prévues pour résister à ce genre d'attaque. Les matériaux les plus utilisés sont la silice et le germanium [Proust1992].

Pour le cas de ce procédé, le germanium a été choisi pour des raisons de commodité. En effet, le dépôt est effectué avec le même bâti que les métaux de contact. De plus, le germanium est facile à éliminer avec une solution de H_2O_2 qui présente une sélectivité par rapport à l'or et le titane usuellement employés pour la métallisation de contact.

Le dépôt métallique est réalisé par la technique dite de « lift-off » qui permet d'avoir les motifs en résines avec des flancs inclinés vers l'intérieur tels que décrits par la figure 3 - 6 à droite. Ainsi, lors du dépôt métallique, il y a une discontinuité de métal entre les zones enrésinées et celles non-enrésinées. Il est alors possible d'ôter la résine sans entraîner le décollement du métal sur le semiconducteur.

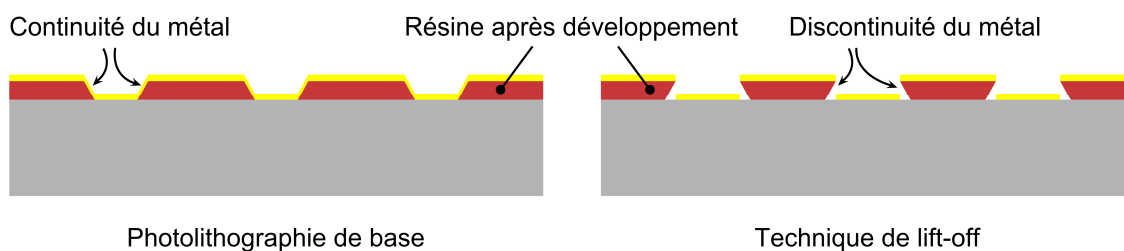


Figure 3 - 6 : Flancs de résine après développement pour métallisation

La technique employée ici implique l'utilisation d'une résine positive, la S1813 fabriquée par la société Shipley, mélangée avec 1% en masse d'imidazole.

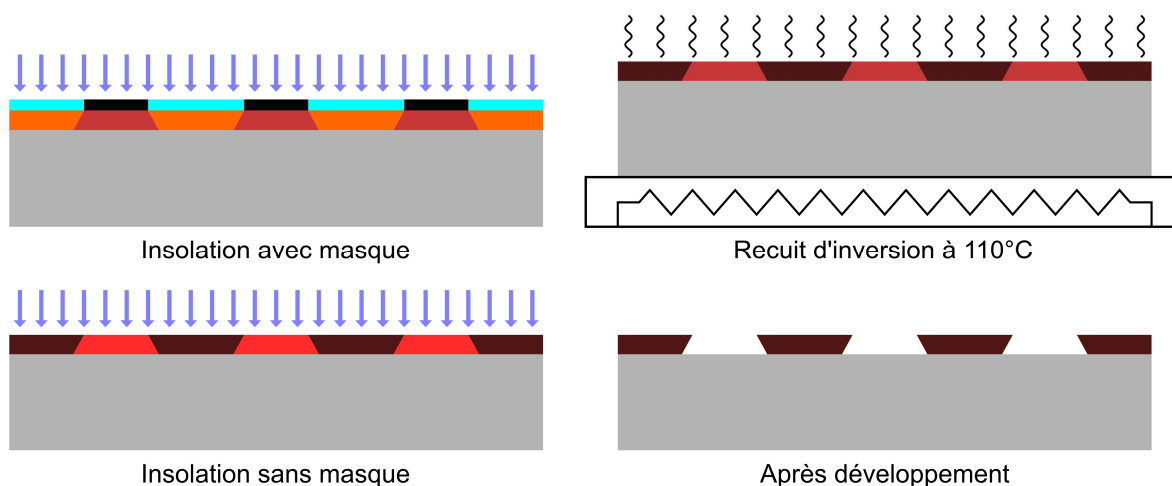


Figure 3 - 7 : Etapes de photolithographie avec résine inversible

L'imidazole permet à la résine irradiée de rester insoluble au développeur après une étape de recuit à 110°C pendant quelques minutes. Ainsi, cette étape est appelée le « recuit

d'inversion ». Ensuite, l'échantillon enrésiné est insolé sans masque pour rendre solubles les zones initialement cachées par les motifs sur le masque (figure 3 - 7). Après le développement, les motifs produits permettent la métallisation suivant la technique de « lift-off ». La figure 3 - 8 prise par microscope électronique à balayage (Scanning Electron Microscope : SEM) présente un profil de résine obtenu par cette technique de lift-off.

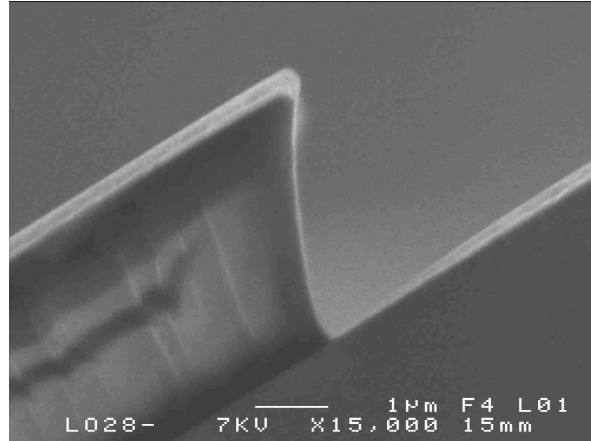


Figure 3 - 8 : Dépôt de résine vu en coupe après développement réalisé à l'INSA de Rennes

Avant de passer à la métallisation, l'échantillon est désoxydé avec une solution d'acide fluorhydrique (Hydrofluoric acid : HF) et rincé à l'eau. La métallisation est effectuée par un « canon à électrons ». Il s'agit d'un évaporateur sous vide dont la source de métal solide placée dans un creuset est chauffée par un intense faisceau d'électrons balayant la surface au centre pour passer en phase vapeur. L'échantillon à métalliser est placé au dessus, au centre de la zone d'évaporation. L'avantage de cette technique par rapport à la technique par chauffage du creuset est qu'il n'y a pas la pollution générée par les parois de celui-ci lorsqu'il est élevé à haute température. L'épaisseur de métal déposée est contrôlée par une cellule en quartz placée à côté de l'échantillon.

Le métal déposé est composé d'une première couche de 20 nm de titane, de 250 nm d'or et de 60 nm de germanium. La couche de titane sert à accroître l'adhérence du contact sur la surface du semiconducteur. Comme indiqué précédemment, le germanium sert de couche de masquage pour la gravure plasma. La couche de contact est utilisée pour les tests électriques sous pointe en fin de gravure.

Une fois la métallisation réalisée, la résine est enlevée dans un bain d'acétone à ~50°C. Cette étape est souvent difficile en raison des faibles dimensions de certains motifs, en particulier lorsque ces zones sont fermées. Il est alors indispensable d'utiliser un bain à ultrasons. Il est

même nécessaire d'utiliser une pissette pour projeter l'acétone avec pression sur les zones délicates.

3.1.2.4 Gravure du semiconducteur

Comme évoqué précédemment, il y a deux méthodes de gravure pour former les guides. La méthode la plus simple est la gravure humide qui consiste à utiliser une solution d'attaque. La gravure obtenue n'est pas directive et est difficile à contrôler. Les flancs obtenus pour un matériau massif forment un arrondi avec les fonds de gravure. La progression de gravure atteint même les zones sous les motifs à partir des bords. Pour une structure d'orientation (100), en raison de ses propriétés cristallographiques, la gravure produit des guides à flancs droits mais légèrement rentrants lorsque les rubans sont orientés dans la direction [110] et sortant lorsque les rubans sont dans la direction [1-10].

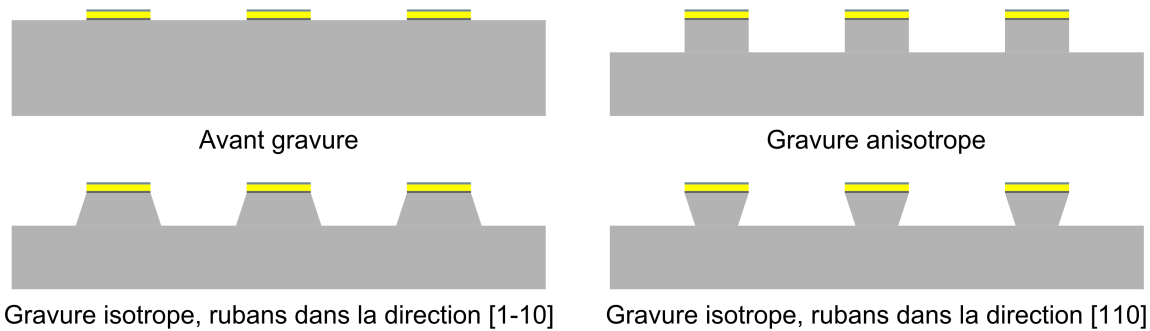


Figure 3 - 9 : Profil des guides obtenus par gravure humide en fonction de leur orientation sur une structure d'orientation (100)

Cette méthode emploie des solutions à gravure très sélective de façon à graver les couches en fonction de leur nature car la progression est difficile à contrôler. La couche d'InGaAs est gravée par une solution de $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$. Celle-ci ne grave pas ou très peu l'InP. L'InP est gravé par une solution de $\text{HCl} : \text{H}_3\text{PO}_4$. Celle-ci ne grave pas ou très peu un matériau contenant de l'arsenic. Ainsi la structure type du chapitre 2 (figure 2 - 15), permet d'être gravée jusqu'à la couche de quaternaire de 20 nm ($\text{Q}_{1.18}$), la couche d'arrêt de gravure. Cette méthode de gravure ne peut cependant pas être utilisée pour les substrats d'orientation (311)B car les flancs obtenus sont inclinés et parallèles.

La deuxième méthode de gravure est la gravure dite « sèche » par gaz plasma à l'aide d'un bâti RIE (Reactive Ion Etching). Cette technologie implique une enceinte dans laquelle sont disposés deux électrodes planaires de diamètre plus grand que l'échantillon à graver. Une électrode est placée dans la partie inférieure et l'autre dans la partie supérieure de façon à pouvoir créer un champ électrique parallèle au centre à l'aide d'une différence de potentielle

entre celles-ci. L'échantillon à graver est placé au centre de l'électrode du bas. Des couplages avec l'extérieur permettent de réaliser le vide et de faire circuler des gaz particuliers sous pression contrôlée.

L'ionisation du gaz, donc le passage à l'état plasma, est réalisée par les deux électrodes en y appliquant une tension RF. Sous l'effet de l'ionisation, une différence de potentiel, de l'ordre de quelques centaines de volts [Niggebrügge1991], s'établit entre le nuage dépeuplé d'électrons et l'électrode du bas. Les ions se trouvant en périphérie du nuage subissent alors une accélération vers celle-ci. Ces électrodes étant planaires, la trajectoire des électrons est directive et perpendiculaire à celles-ci, surtout au centre, d'où l'intérêt du grand diamètre. Ce flux directif ionique, par collisions avec l'échantillon, permettra alors une gravure physique et anisotrope. Les espèces créées pendant la gravure sont évacuées par les flux gazeux.

Pour la gravure de l'InP, le gaz utilisé est un mélange CH₄/H₂ qui permet d'obtenir également une gravure chimique nécessaire pour une attaque équilibrée entre l'indium et le phosphore [Niggebrügge1985]. La gravure par collisions, en abîmant la surface, casse dans certains cas des liaisons atomiques et facilite ainsi la réaction chimique [Coburn1979], [Hung1998]. Cet équilibre dépend à la fois du rapport entre les deux flux gazeux [Feurprier1997], et de l'accélération appliquée aux ions [Feurprier1998]. La réaction d'ionisation du CH₄ est la suivante :



Les réactions principales du CH₄/H₂ après ionisation avec l'InP sont les suivantes :



Lors de la gravure, à l'issue des réactions chimiques, un composé polymère amorphe (a-C :H) se forme sur la surface gravée et sur les flancs de gravure [Niggebrügge1985], [Keudell2000]. Ce film peut également inhiber la réaction chimique, cependant, la gravure physique l'élimine mais uniquement là où elle agit, donc ce film subsiste sur les flancs. Celui-ci permet en conséquence, d'améliorer l'anisotropie de gravure en protégeant les flancs de la gravure chimique.

Le temps de gravure typique pour réaliser des lasers à guide peut atteindre une heure et demie. Durant ce temps, le film de polymère peut gagner une épaisseur non-négligeable sur les flancs et créer un micromasquage pouvant avoir des conséquences sur les fonds de gravure. En effet,

la vitesse de croissance du film de polymère est d'environ 1 à 6 nm/min [Niggebrügge1985]. Il est possible d'éliminer ce film en utilisant un plasma dioxygène (O_2). Cette gravure est effectuée par oxydation du polymère donc de manière isotrope, et les produits de cette réaction chimique s'apparentent à des « cendres ». Cette étape peut se faire au sein de la même enceinte et donc peut être réalisée de façon cyclique avec celle du semiconducteur. La figure 3 - 10 permet de comparer l'état d'une structure gravée sous conditions non-optimales avec une structure gravée sous conditions optimales.

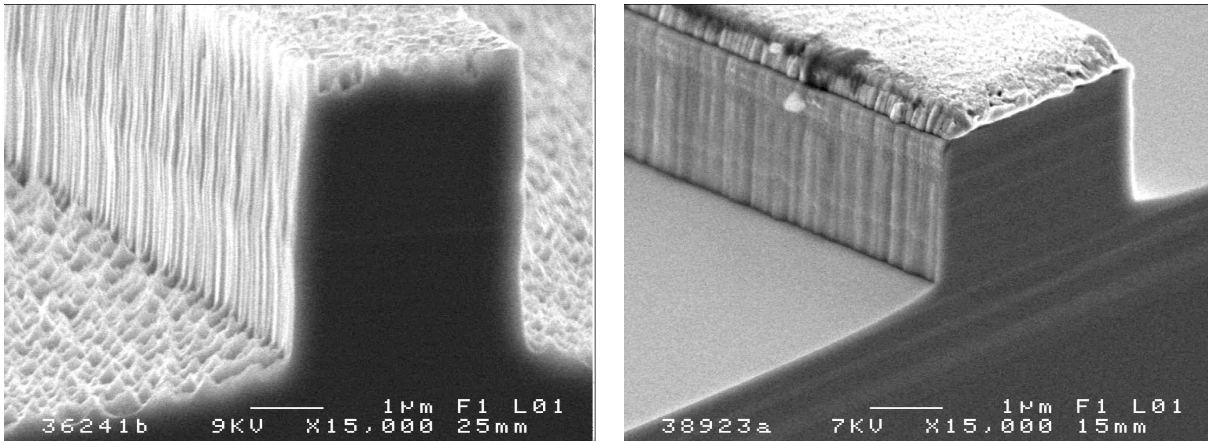


Figure 3 - 10 : Guides sur InP(100) gravés sous conditions non-optimales (gauche) et optimales (droite)

Le contrôle de l'épaisseur gravée est mené en temps réel, in-situ, à l'aide d'une technique de réflectométrie. L'enceinte possède une fenêtre transparente au dessus de l'échantillon pour cet usage.

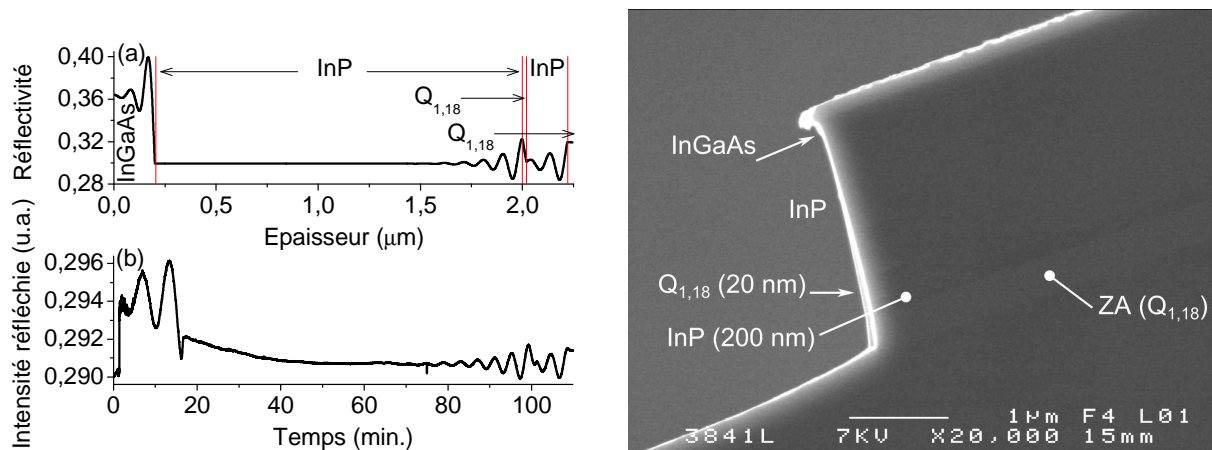


Figure 3 - 11 : Courbes de réflectométrie simulée (a) et mesurée pendant la gravure (b), et structure correspondante après gravure avec désignation des couches

L'intensité de réflexion d'un faisceau laser sur la structure dépend du matériau constituant la couche en surface, de son épaisseur totale et également de l'effet de cavité de celle-ci. En

effet, chaque couche de la structure constitue verticalement une cavité Fabry Perot. Ainsi, au cours de la gravure, lorsque l'épaisseur est suffisamment faible de façon à pouvoir détecter la réflexion sur le fond de la couche, l'intensité oscille entre deux extrema avec une forme de sinusoïde. La période d'oscillation est $\lambda/2n$, avec n l'indice de la couche considérée (figure 3 - 11). De plus, à chaque fois qu'une couche est entièrement gravée, un saut d'intensité ou une rupture de pente apparaît en raison de la différence d'indice entre les matériaux. Les conditions de gravure au gaz CH_4/H_2 sont optimisées pour l'InP, cependant les autres couches sont également gravées mais à des vitesses inférieures.

Malgré un plasma homogène, la vitesse de gravure par RIE n'est pas parfaitement homogène sur toute la surface de l'échantillon. La vitesse baisse d'environ 5% au niveau des bords de l'échantillon et au pied des guides. Cette zone est justement critique car c'est la zone où a lieu le confinement optique au sein du guide. La zone de mesure par réflectométrie est choisie loin de ces zones particulières, ce qui impose de prévoir une gravure majorée d'environ 100 nm. En fin de gravure, un bain à l'acide sulfurique (H_2SO_4) est nécessaire afin d'éliminer la couche de matériau abîmée par cette gravure.

Le bâti utilisé dans le cadre de ce travail est le GIR300, le tableau 3 - 2 indique les conditions de gravure et les vitesses pour l'InP, le quaternaire ($\text{Q}_{1,18}$) et l'InGaAs.

Densité de puissance plasma (W.cm^{-2})	V_{bias} (V)	Vitesse de gravure (nm.min^{-1})		
		InP	$\text{Q}_{1,18}$	InGaAs
0,5	380	20	15-17	10-12

Tableau 3 - 2 : Conditions de gravure et vitesses de gravure à l'INSA de Rennes

3.1.2.5 Planarisation de la surface

Le matériau utilisé pour la planarisation est un polymère qui se présente sous forme de résine thermodurcissable. Il s'agit du BCB 3022-46, bisbenzocyclobutène, mis au point par DOW Chemical Company pour des applications aux semi-conducteurs. Il est reconnu pour ses qualités de diélectrique (faible permittivité électrique $\epsilon_r \approx 2,6$), sa fluidité permettant un degré de planarisation supérieur à 90% pour des motifs allant jusqu'à 100 μm (figure 3 - 12), sa température de cuisson et son insensibilité à l'humidité. Il est actuellement utilisé dans l'industrie pour les circuits intégrés, cependant il présente l'inconvénient d'avoir une faible adhérence sur la plupart des matériaux des groupes III-V. Certaines couches intermédiaires, telles que le SiO_2 , améliorent son adhérence mais celle-ci reste encore faible. Le dépôt est effectué par « spin-coating ».

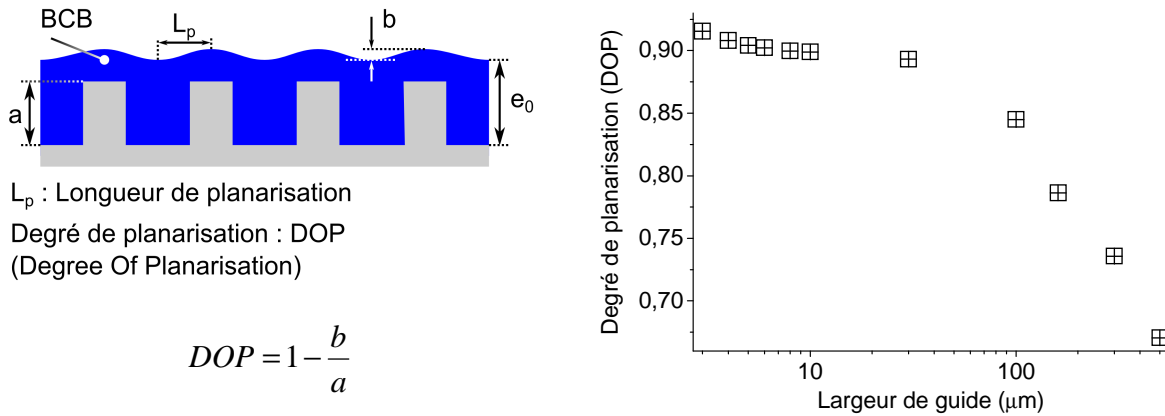


Figure 3 - 12 : Définition du degré de planarisation et tracé expérimental en fonction de la largeur du guide

Le durcissement du polymère est réalisé en deux étapes. Un premier recuit sur plaque à 120°C pendant une minute juste après le dépôt, est nécessaire pour le stabiliser de façon à pouvoir manipuler l'échantillon. Le durcissement intégral est effectué dans une étuve à 250°C pendant une heure, tel que recommandé par le fabricant, sous flux d'azote à une pression légèrement plus élevée que la pression atmosphérique.

Ensuite, le polymère est gravé de façon à libérer le haut des guides pour le contact électrique. Cette gravure est effectuée par plasma O_2 dans un bâti RIE. Cette étape a constitué un verrou dans ce développement car le bâti utilisé à l'INSA de Rennes n'est pas adapté à cette application en raison de sa puissance trop élevée. La gravure provoque la déformation de la couche et son décollement. Par conséquent, cette gravure a été réalisée au Centre Commun Lannionnais d'Optique (CCLO) à l'ENSSAT. Le gaz utilisé est de l' O_2/SF_6 . La figure 3 - 13 présente un profil de guide réalisé par gravure plasma et planarisé au BCB, avant sa gravure.

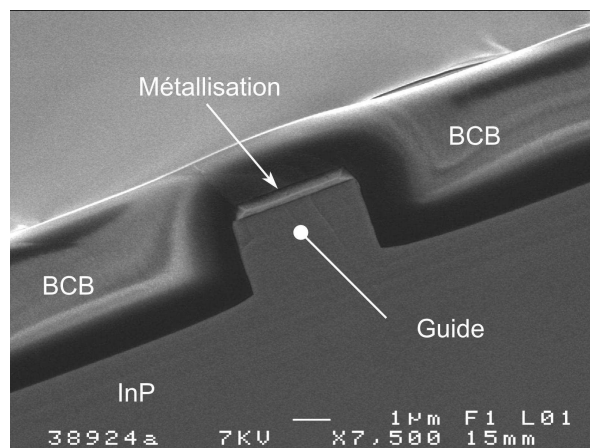


Figure 3 - 13 : Profil de guide obtenu par gravure plasma et planarisé au BCB

La progression de gravure est contrôlée par spectroscopie d'émission optique (Optical Emission Spectroscopy : OES) en temps réel. En effet, lors de la gravure, le plasma O_2/SF_6 émet deux pics, l'un mesuré à 777 nm et l'autre à 845 nm. Cette émission présente une oscillation pendant la progression de gravure de la même façon que lors de la gravure du semiconducteur (figure 3 - 14). Cette oscillation est attribuée à un effet de cavité de la couche de polymère et a permis le contrôle d'épaisseur gravée en temps réel.

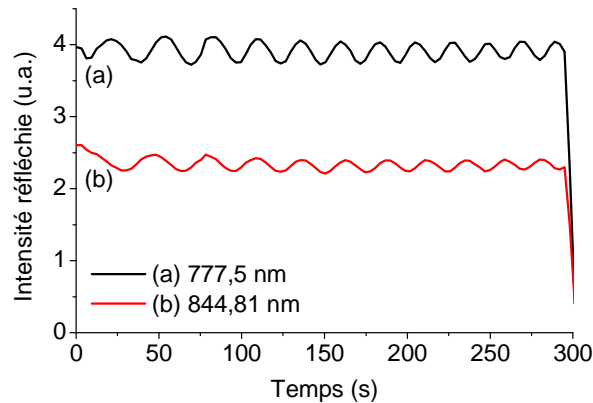


Figure 3 - 14 : Courbes de spectroscopie d'émission optique obtenues pendant la gravure du BCB

La vitesse de gravure est d'environ $50 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$. Son inhomogénéité sur l'échantillon est évaluée à environ 7%. L'épaisseur exacte de polymère à graver étant inconnue au départ, la gravure de l'échantillon a été effectuée en plusieurs étapes avec régulièrement une mesure au profilomètre afin de contrôler si la surface des guides était libérée.

3.1.2.6 Photolithographie lift-off pour métallisation côté P

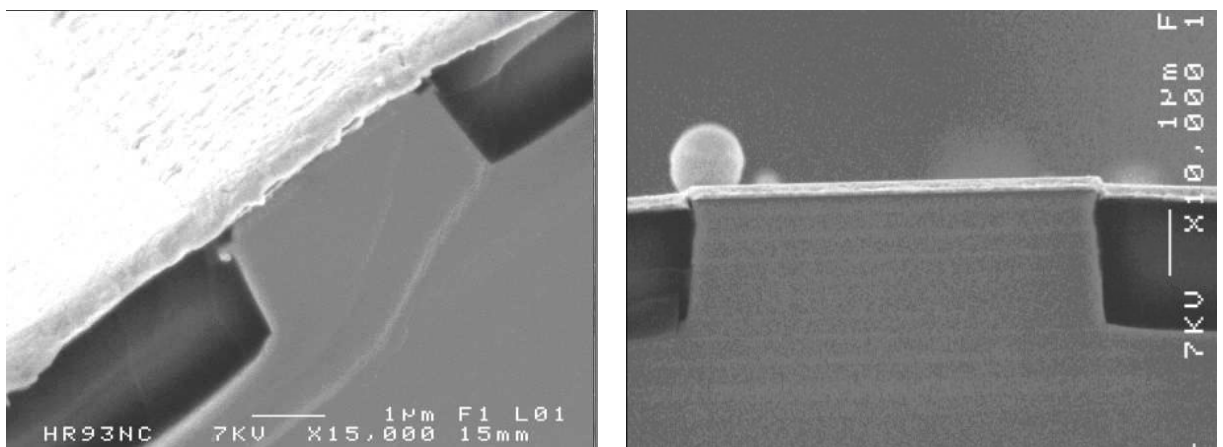


Figure 3 - 15 : Guides de largeurs 3 µm (gauche) et 6 µm (droite), planarisés et métallisés

La métallisation côté P a été réalisée au canon à électrons par une étape de photolithographie lift-off. Les métaux utilisés sont le titane et l'or, la figure 3 - 15 présente les structures obtenues lors de ce procédé.

3.1.2.7 Amincissement et métallisation côté N

Cette étape consiste à amincir le substrat d'InP, d'une épaisseur initiale de 300 μm , pour atteindre environ 100 μm afin de faciliter le clivage. En vue de cette étape, l'échantillon est collé côté P sur un substrat de silicium avec de la paraffine à 70°C, ce qui permet de ne pas l'abîmer. L'ensemble est collé également à la paraffine sur une embase en laiton suffisamment volumineuse pour être tenue à la main aisément. L'aminçissement est effectué sur un papier abrasif en rotation et rincé en continu à l'eau distillée. Une fois que l'épaisseur souhaitée a été gravée, un polissage plus fin aux microparticules de diamant est effectué.

Après décollage et nettoyage de l'échantillon (trichloréthylène, acétone, éthanol, eau distillée ultra pure et séchage au flux d'azote), l'étape de métallisation côté N peut être entreprise. Celle-ci est effectuée au pulvérisateur cathodique avec un mélange d'or et de germanium. Le pulvérisateur cathodique consiste en une enceinte dans laquelle la source de métal à déposer constitue une cathode et l'échantillon à traiter est placé sur une électrode planaire, l'anode, en face de la cathode. Le milieu est vidé d'air et pressurisé d'un gaz d'argon. Ce gaz est porté à l'état plasma en appliquant une différence de potentiel entre l'anode et la cathode de façon que les ions Ar^+ soient fortement accélérés sur la cathode (cible). Ainsi à l'issue des collisions, des atomes de cette cible s'éjectent et se déposent sur l'échantillon. Cette méthode permet d'obtenir un contact métal/semiconducteur, de faible résistance. En effet, après le recuit sous azote à 350°C, les atomes de germanium diffusent au sein du substrat d'InP et contribuent à un surdopage n+ de l'InP.

3.1.2.8 Clivage et report sur embase

Le clivage commence par la création d'une amorce avec une pointe de diamant aux deux extrémités de la zone à cliver avec un appareil permettant de positionner la pointe avec une précision de 10 μm . Ensuite, le clivage est réalisé en exerçant une pression tout le long entre les deux amorces. Les composants sont reportés sur une embase en cuivre à la laque d'argent pour une manipulation aisée.

Afin d'alimenter aisément le composant, il est nécessaire de braser ou de coller un fil d'or sur le contact pour le reporter sur une embase extérieure ou un connecteur. La métallisation sur le

BCB présente cependant une très faible adhérence au point de condamner la possibilité de braser un fil d'or par la méthode classique aux ultrasons (figure 3 - 16). De ce fait, la prise de contact s'est faite en utilisant une laque époxy chargée à l'argent tel que le montre la figure 3 - 17.

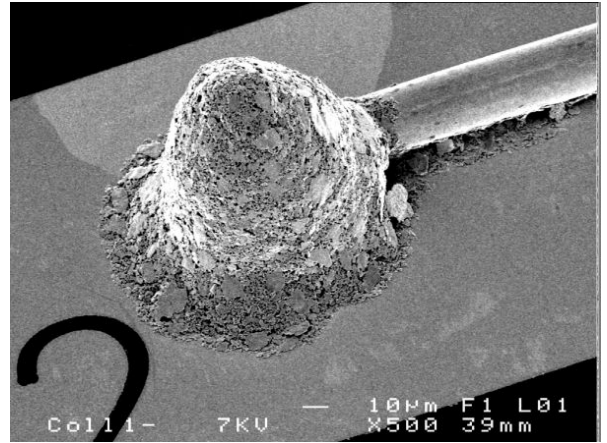
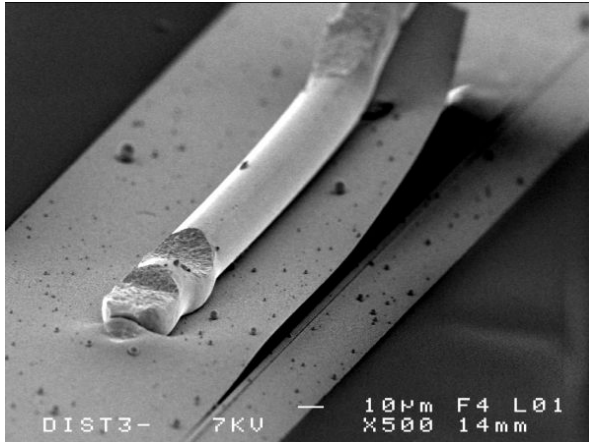


Figure 3 - 16 : Décollement de métal sur BCB au moment de la brasure ultrasonique

Figure 3 - 17 : Collage de fil d'or à la laque époxy d'argent

La figure 3 - 18 présente une barrette de lasers monomodes finalisée et montée sur une embase en cuivre avec certains contacts reportés au fil d'or sur des plots métallisés de 2 mm de côté. La caractéristique $I(V)$ d'un laser de test est mesurée afin de contrôler la qualité du report. Comme le montre la figure 3 - 19, le report de contact n'influe pas significativement la caractéristique électrique du composant.

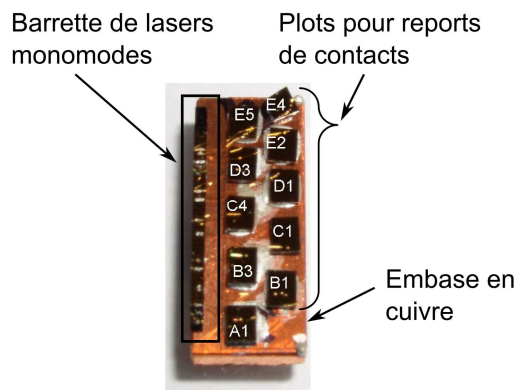


Figure 3 - 18 : Barrette de lasers monomodes montée sur embase avec reports de contacts

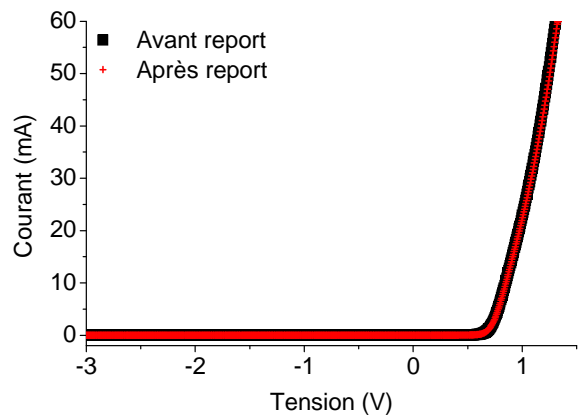


Figure 3 - 19 : Caractéristiques $I(V)$ d'un laser avant et après le report de contact

3.2 Caractérisation des lasers monomodes réalisées à l'INSA de Rennes

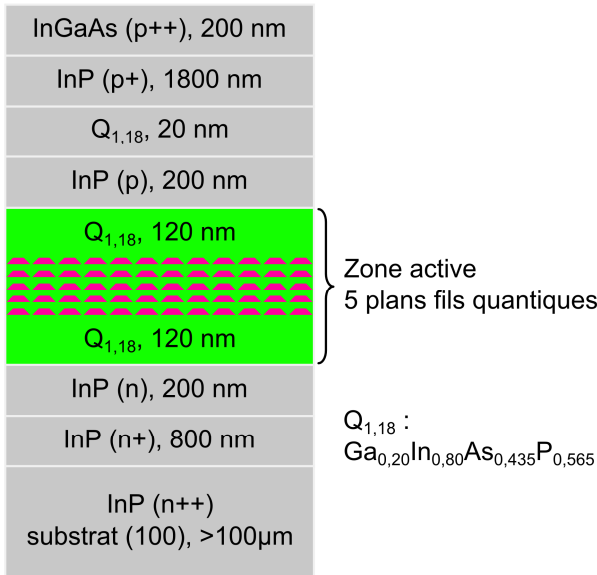


Figure 3 - 20 : Structure épitaxiale utilisée pour les lasers monomodes à l'INSA de Rennes

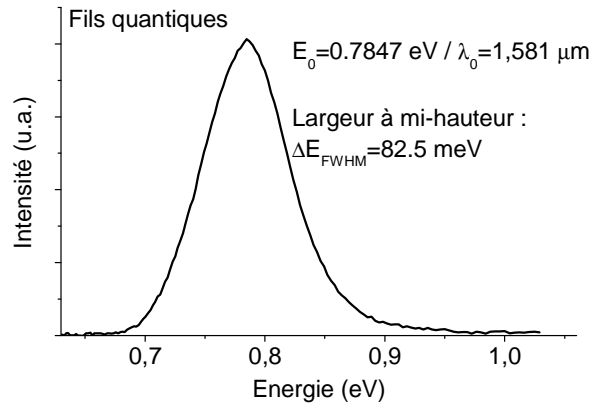


Figure 3 - 21 : Spectre de photoluminescence de la structure en figure 3 - 20

La structure utilisée comporte 5 plans de fils quantiques (figure 3 - 20). La position du pic de PL est 1,58 µm (figure 3 - 21). Les lasers à ruban large correspondant ont une émission autour de 1,59 µm et une densité de courant de seuil d'environ 1 kA.cm⁻² pour une longueur de cavité de 1 mm. La densité de courant de seuil de transparence est de 481 A.cm⁻².

3.2.1 Caractérisation électrique

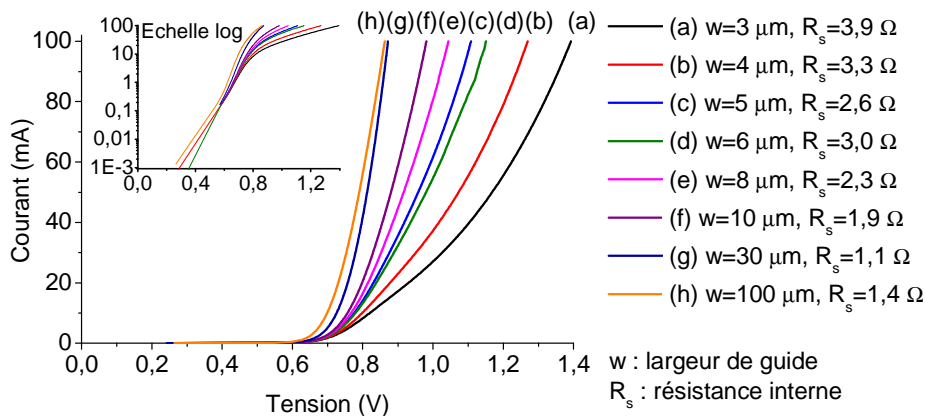


Figure 3 - 22 : Caractéristique électrique des lasers en fonction de la largeur du guide

La figure 3 - 22 présente les caractéristiques $I(V)$ avec le calcul des résistances internes (R_s) pour différentes largeurs de guide. Des valeurs entre $4\ \Omega$ et $2\ \Omega$ pour les rubans de $3\ \mu\text{m}$ à $10\ \mu\text{m}$ indiquent que les métallisations ont les propriétés de conduction électrique attendues.

3.2.2 Electroluminescence

L'émission laser pour ces composants a été obtenue de façon reproductible en régime d'injection impulsionnelle (impulsions de $500\ \text{ns}$ de durée à $2\ \text{kHz}$). Plusieurs tests en continu à température ambiante ont été réalisés sans obtenir d'émission laser. En revanche en abaissant la température à 12°C sur un laser de $3\ \mu\text{m}$ de largeur, l'émission laser en continu a été observée une fois.

3.2.2.1 Caractérisation en régime impulsionnel

La caractérisation a permis de constater que ces lasers ont des densités de courant de seuil élevées. La figure 3 - 23 et la suivante présentent les spectres d'émission de trois lasers de $3\ \mu\text{m}$ de largeur, de longueurs différentes, et l'évolution de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité. Le saut de puissance sur l'aile gauche des pics spectraux est a priori un défaut de l'OSA.

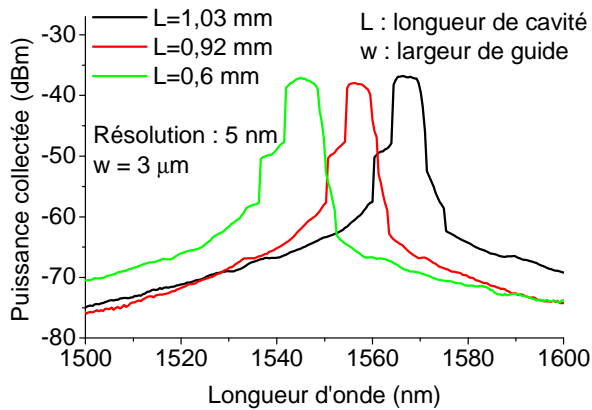


Figure 3 - 23 : Spectres d'émission de lasers monomodes de largeur $3\ \mu\text{m}$

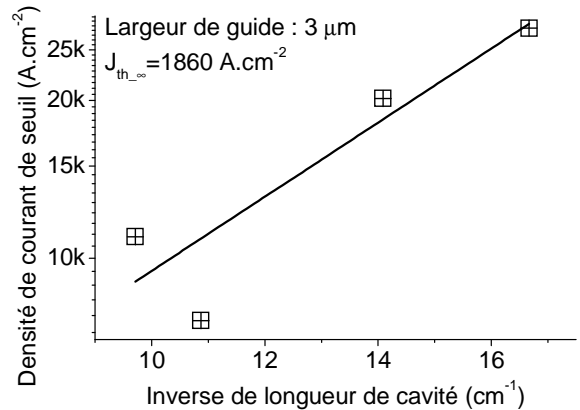


Figure 3 - 24 : Densités de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité

Dans le cas général, les lasers monomodes ont effectivement un seuil d'émission plus élevé que celui des lasers à ruban large. Ceci est dû à des phénomènes de recombinaisons de surface se produisant au niveau des flancs. En effet, les recombinaisons au sein de la zone active évoluent proportionnellement avec la largeur du guide. Ainsi, pour des lasers monomodes, donc de faible largeur, les recombinaisons de surface au niveau des flancs représentent une part plus importante des recombinaisons totales. A ce titre, les références [Maile1989] et

[Moore2006] présentent des études de l'impact des recombinaisons au niveau des flancs sur les performances de composants optiques.

Les recombinaisons de surface ne sont néanmoins pas la seule cause expliquant la différence de performance entre ruban fin et ruban large. Il y a également la dégradation de surface exclusivement induite par la gravure plasma CH_4/H_2 de l'InP, telle que décrite précédemment, qui peut altérer les propriétés électriques et optiques des composants [Niggerbrügge1991]. Le bain à l'acide sulfurique pour enlever cette couche de matériau abîmée n'avait pas été réalisé lors de ce travail.

Une autre cause pouvant augmenter la densité de courant de seuil des lasers est la rugosité des flancs de guide qui, comme mentionné précédemment, induit des pertes au sein du guide. Cette dernière dépend avant tout de la finition du masque utilisé lorsqu'il s'agit de gravure sèche, ce qui est le cas ici, compte tenu de la forte anisotropie et des conditions de gravure. La finition de ce masque dépend d'une part du masque utilisé pour la photolithographie mais également de la qualité de la résine utilisée. La figure 3 - 25 présente le flanc d'un guide gravé lors de ce procédé.

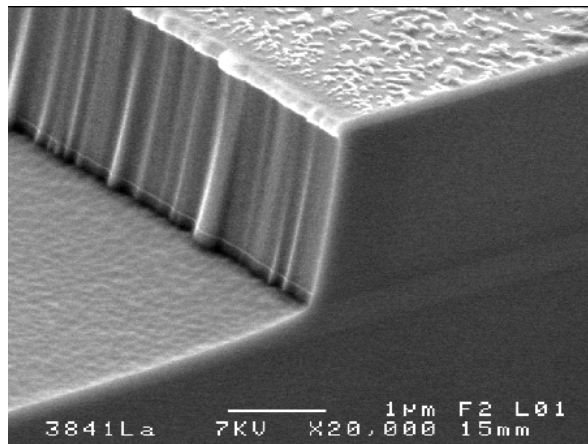


Figure 3 - 25 : Rugosité d'un flanc de guide formé par gravure plasma

La cause principale du problème de la densité de courant de seuil élevée viendrait cependant d'une erreur commise lors du procédé. En effet, les guides ont été orientés parallèles aux fils quantiques. En raison de leur forme, le gain dans ces structures est sensible à l'orientation du champ électrique [Ukhanov2002]. Pour obtenir le plus fort gain, le vecteur champ électrique doit être parallèle aux fils quantiques pour un couplage optimal. La propagation de la lumière, donc l'orientation des rubans, doit y être perpendiculaire. L'étude de Ukhanov présente un facteur d'environ 2,3 en terme de rapport de gain maximum, entre le cas où les rubans sont perpendiculaires aux fils quantiques et le cas où ils sont parallèles. La figure 3 - 26 permet de

comparer les résultats obtenus sur les lasers à rubans larges réalisés avant ce procédé sur un échantillon de la même structure, où les rubans avaient été correctement orientés, avec ceux obtenus sur les lasers issus de ce procédé rubans fins.

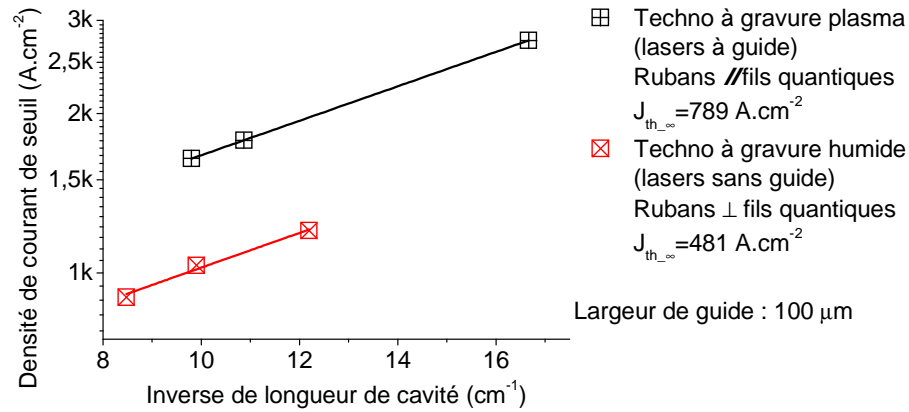


Figure 3 - 26 : Comparaison des densités de courant de seuil des lasers de largeur 100 µm issus du procédé rubans fins avec ceux issus du procédé à gravure humide sans formation de guide

Compte tenu de la largeur importante des lasers considérés, il est raisonnable de négliger les pertes au niveau des flancs. Les pertes internes sont alors proches dans les deux cas, la différence observée vient donc essentiellement de la différence de gain.

3.2.2.2 Etude en température, régime impulsionnel et continu

La figure 3 - 27 et la suivante présentent l'évolution des courbes de puissance et de la densité de courant de seuil en fonction de la température en régime d'injection impulsionnelle.

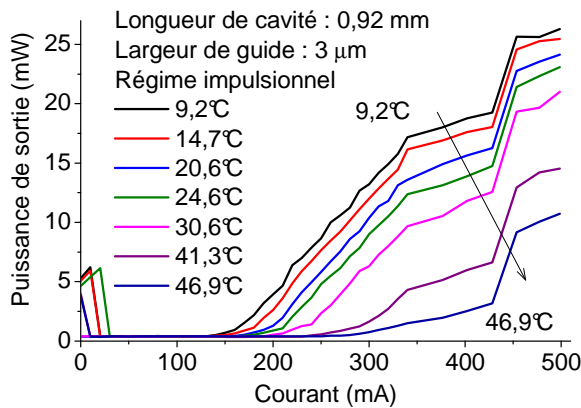


Figure 3 - 27 : Courbes de puissance de sortie à différentes températures en régime impulsionnel

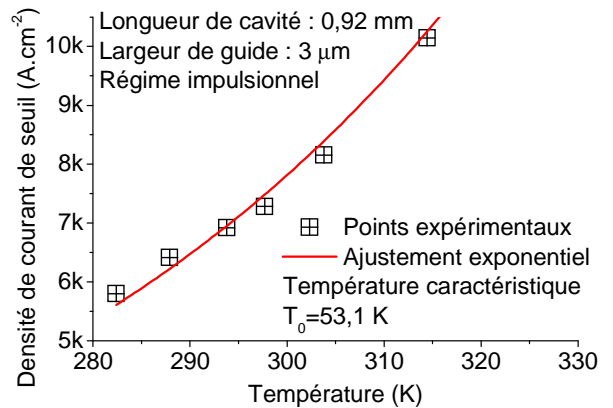


Figure 3 - 28 : Densité de courant de seuil en fonction de la température en régime impulsionnel

Les sauts abrupts observés sur les courbes de la figure 3 - 27, appelés généralement « kinks » pourraient correspondre à des basculements de polarisation de l'émission laser. Il est

cependant possible que ces sauts proviennent d'un défaut de la source de courant utilisée. Le début des courbes de puissance, indiquant un niveau de 5 mW est un artéfact de mesure.

Comme le montre la figure 3 - 29, en régime d'injection continue, l'émission laser n'a été observée que jusqu'à 14,5°C. Les spectres optiques (figure 3 - 30) permettent de constater que l'émission spontanée est plus intense en régime continu.

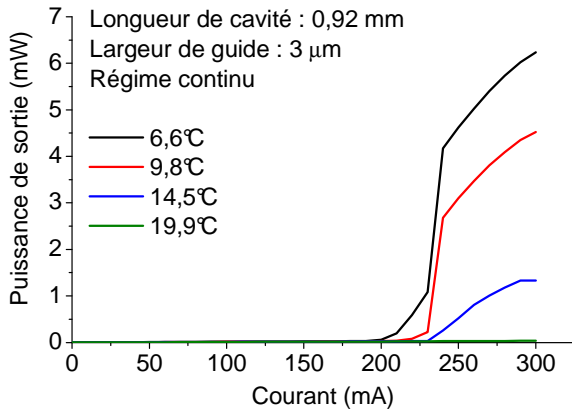


Figure 3 - 29 : Courbes de puissance de sortie à différentes températures en régime continu

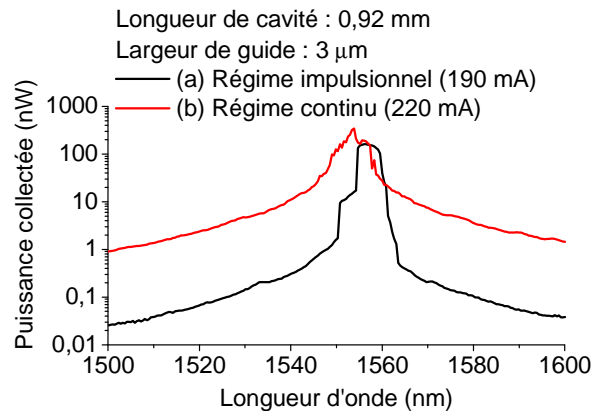


Figure 3 - 30 : Spectres optiques en régime impulsif et en régime continu

Le composant correspondant aux mesures ci-dessus n'a permis l'émission continue qu'une seule fois. La plupart des tests ultérieurs ont échoué, même en abaissant la température. Il est cependant bien normal que le régime continu soit difficile à obtenir compte tenu des densités de courant de seuil élevées.

3.2.3 Caractérisation du mode optique

Des mesures de profils de modes en champ lointain ont été réalisées à l'ENSSAT à Lannion. Le banc utilisé effectue la rotation de l'entrée d'une fibre optique reliée à une photodiode autour de la sortie du composant dans le plan parallèle au guide d'onde planaire du laser et dans le plan perpendiculaire à celui-ci et parallèle au ruban laser (figure 3 - 31).

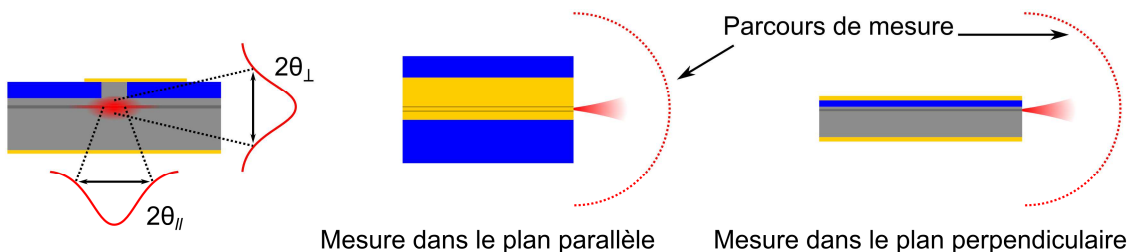


Figure 3 - 31 : Principe de mesure de profil de mode

Les résultats présentés par la figure 3 - 32 et la suivante indiquent que l'émission de ces lasers est bien monomode transverse. Le guide planaire réalisé par épitaxie est bien confirmé monomode par la mesure dans le plan perpendiculaire.

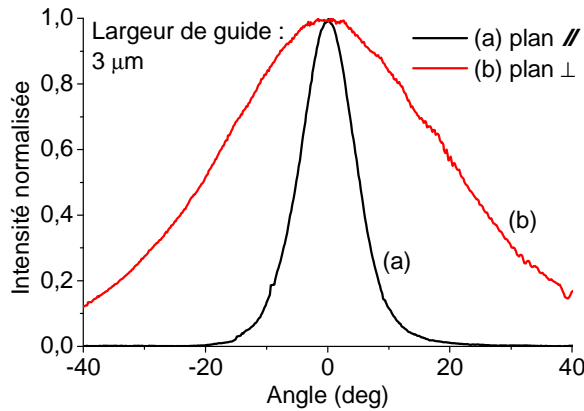


Figure 3 - 32 : Profils de mode en champ lointain d'un laser de largeur 3 µm

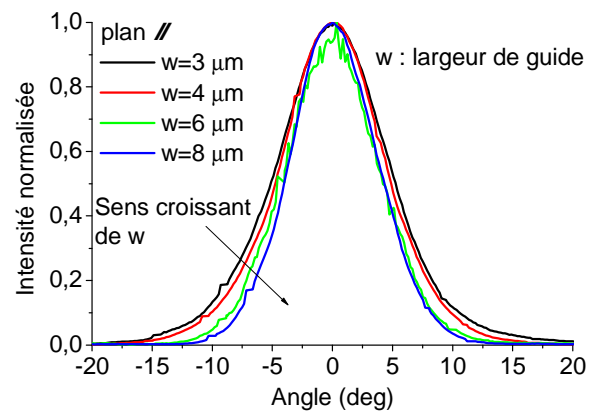


Figure 3 - 33 : Profils de mode pour différentes largeurs de guides

Ces figures permettent de calculer le « waist » du faisceau laser. Il s'agit du rayon du faisceau gaussien à l'endroit où il est minimum. La relation entre l'angle et la divergence du faisceau gaussien en champ lointain et son rayon est la suivante :

$$\theta_{div} \approx \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad 3 - 5$$

- θ_{div} : angle de divergence du faisceau laser (rad), mesuré à une amplitude de $\exp(-1)$
- λ : longueur d'onde d'émission (m)
- W_0 : waist (m)

Largeur de ruban (µm)	λ (nm)	θ_{div_II} (mrad)	W_{0_II} (µm)
3	1556	115,0	4,3
4	1534	108,0	4,5
6	1542	94,9	5,2
8	1525	86,6	5,6

Tableau 3 - 3 : Waist des faisceaux laser dans le plan du guide planaire pour différentes largeurs

Hauteur du guide planaire (nm)	λ (nm)	$\theta_{div_⊥}$ (mrad)	$W_{0_⊥}$ (µm)
352	1556	479	1.0

Tableau 3 - 4 : Waist du faisceau laser dans le plan perpendiculaire au guide planaire

3.3 Technologie de réalisation des lasers multisections à DTU

Fotonik

Le principe de réalisation des lasers monomodes à DTU Fotonik suit le même principe que celui énoncé précédemment dans ce chapitre, par conséquent dans cette partie uniquement les différences importantes de cette technologie seront détaillées.

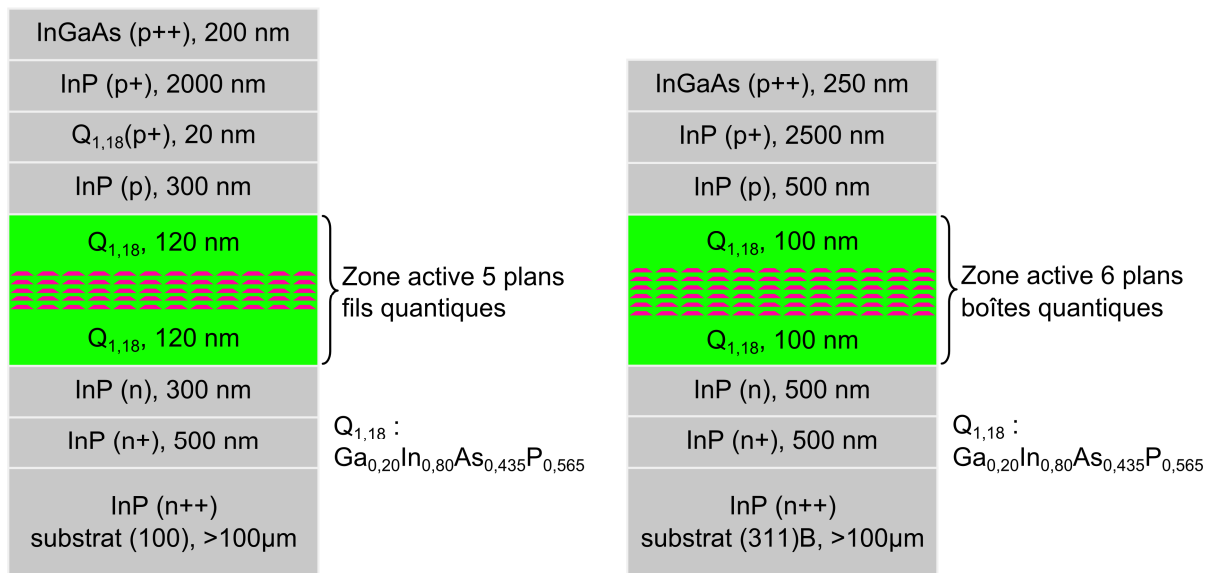


Figure 3 - 34 : Structures épitaxiales exploitées à DTU Fotonik

Les structures exploitées sont une structure à 5 plans de fils quantiques InAs sur substrat InP(100), et une structure à 6 plans de boîtes quantiques InAs sur substrat InP(311)B (figure 3 - 34). A partir de ces structures des lasers et des amplificateurs optiques à guides inclinés multisections, de largeur de guide de 2 μm, ont été réalisés. Le procédé technologique compte trois niveaux de masquage. Le premier sert à la définition des guides continus, le deuxième pour créer les ouvertures de guides afin d'obtenir des guides à sections électriquement isolées et le troisième pour réaliser la métallisation de prise de contact.

3.3.1 Définition des motifs et gravure

Le masquage utilisé pour la formation des guides consiste en une couche de silice (SiO₂). Avant d'effectuer ce dépôt, les échantillons sont nettoyés et surtout complètement séchés, car les résidus d'eau peuvent empêcher une bonne adhérence. Le nettoyage est effectué par des bains successifs d'acétone et d'éthanol à température ambiante suivi par un rinçage à l'eau distillée. Le séchage est réalisé dans un premier temps au flux d'azote, ensuite par un recuit à 250°C pendant 2 heures.

Le dépôt de silice est réalisé sur toute la surface des échantillons par PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). Cette technique est très similaire au principe de fonctionnement du graveur RIE à la différence que les gaz utilisés ici permettent un dépôt de silice plutôt qu'une attaque chimique. L'épaisseur déposée est de 250 nm. La définition des motifs est réalisée par photolithographie à résine positive et une étape de gravure plasma pour graver la silice. Cependant, pour améliorer l'adhérence de la résine sur la silice, la surface est traitée par le HMDS (Hexamethyldisiloxane), un agent rendant la surface hydrophobe, avant d'effectuer le dépôt.

En fin de photolithographie, après le développement, l'échantillon est passé pendant quelques minutes au plasma O_2 dans un bâti appelé « incinérateur » (asher), afin d'éliminer les éventuels résidus de résine sur les zones développées. Cette étape élimine une faible épaisseur de résine également sur les zones non-développées. La gravure de la silice est réalisée par gravure plasma dans un bâti RIE.

La gravure de la structure pour la mise en forme des guides est réalisée en partie par gravure humide pour les substrats InP (100) et entièrement par gravure plasma RIE pour les substrats InP (311)B au gaz CH_4/H_2 . La profondeur à graver a été déterminée à l'aide du logiciel de simulation OlympIOs. L'épaisseur d'InP à laisser au dessus du guide planaire est de 100 nm. Les résultats de cette simulation sont présentés sur la figure 3 - 35.

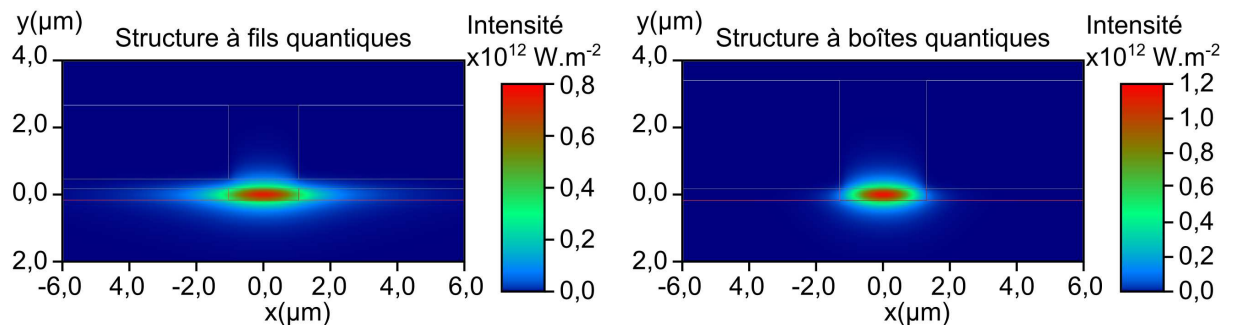


Figure 3 - 35 : Profils de mode obtenus par simulation avec 100 nm d'InP au dessus du guide planaire

Cette gravure s'effectue en trois étapes car l'étape d'ouverture de guides pour la réalisation des sections électriques doit intervenir en cours de gravure. Ce sectionnement consiste à graver sur environ 500 nm de profondeur dans les guides et sur 5 μm de long de façon à avoir des sections électriquement isolées et sans altérer la qualité du guide optique. Ainsi, durant la première étape, la profondeur gravée est la profondeur totale déterminée à partir de la simulation (figure 3 - 35) soustraite de 500 nm.

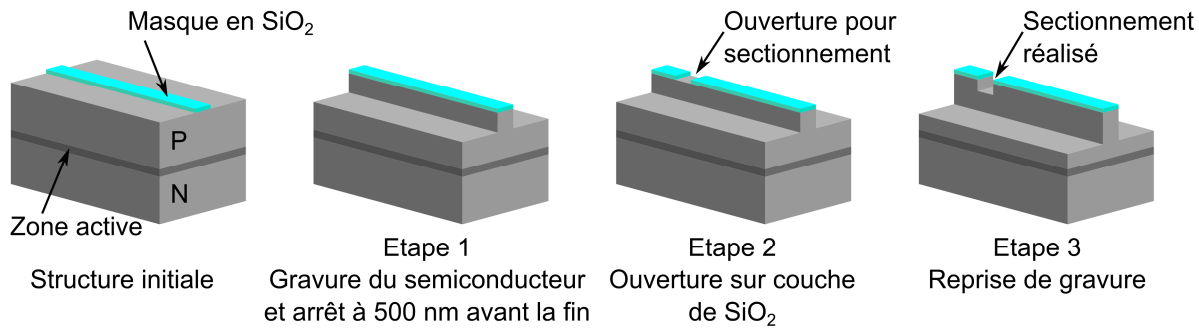


Figure 3 - 36 : Etapes pour la mise en forme des guides optiques multisections

L'étape suivante consiste à réaliser les ouvertures de guides sur le niveau de masquage en silice par photolithographie. Enfin, la gravure est reprise pour les 500 nm restant pour la mise en forme des guides et en même temps pour graver les zones entre les sections. La figure 3 - 37 présente les zones d'ouverture après développement de l'échantillon.

Pour la structure à fils quantiques, la gravure humide a été réalisée en tenant compte de cette contrainte et donc le temps de gravure a été calculé de façon à ne pas atteindre la couche d'arrêt. Le reste de la gravure a été réalisé au plasma. Ensuite, afin d'enlever la couche de matériau endommagée par cette gravure, un bain d'acide sulfurique concentré pendant une minute a été réalisé. La figure 3 - 38 présente un guide obtenu par gravure plasma à DTU Fotonik.

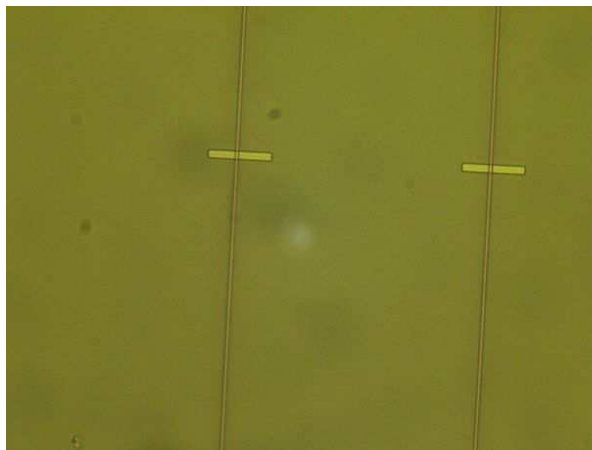


Figure 3 - 37 : Ouvertures des guides après développement d'un échantillon réalisé

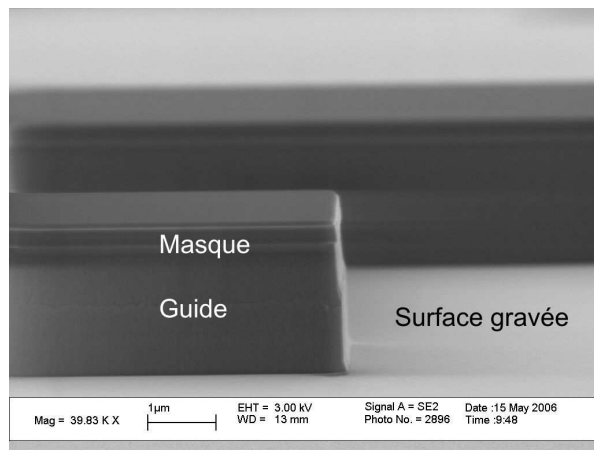


Figure 3 - 38 : Guide réalisé par gravure plasma sur une structure de DTU Fotonik

En fin de gravure, la mesure cartographique de photoluminescence pour chacun des échantillons a été réalisée. L'appareil utilisé est le système Accent RPM2000 qui permet des mesures avec une résolution spatiale de 0,1 mm au mieux. Les figure 3 - 39 et la suivante présentent les mesures pour les structures à fils et boîtes quantiques respectivement.

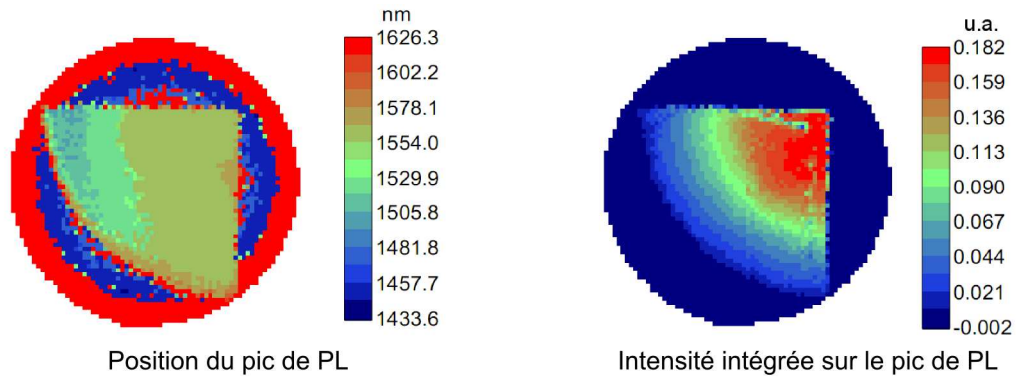


Figure 3 - 39 : Cartographies de PL de la structure à fils quantiques (quart de plaque exploité)

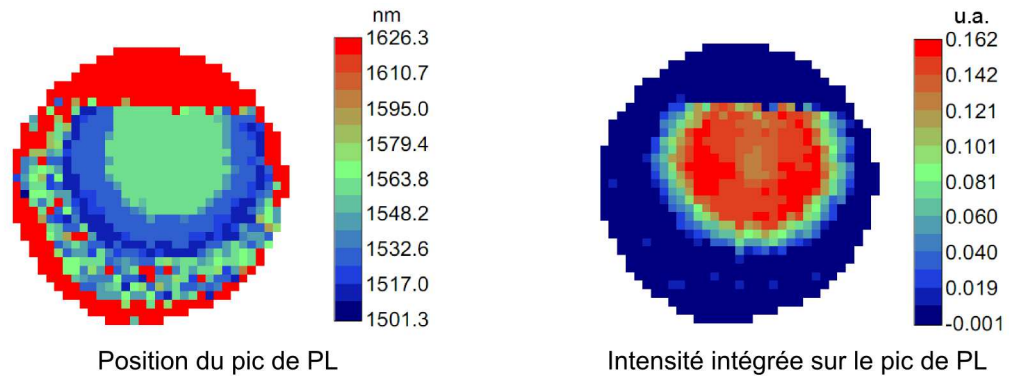


Figure 3 - 40 : Cartographie de PL de la structure à boîtes quantiques (tiers de plaque exploité)

3.3.2 Planarisation de la surface

La planarisation est effectuée ici également avec le polymère BCB. Afin d'améliorer son adhérence sur les échantillons, une couche de 25 nm de silice est d'abord déposée et un promoteur d'adhérence fabriqué par DOW (AP3000) est appliqué juste avant le dépôt de la résine. Le durcissement de celle-ci est réalisé dans des conditions conformes aux spécifications du fabricant. La gravure du BCB, pour libérer la surface des guides, est réalisée au plasma O_2 , RIE. La couche de masquage SiO_2 est conservée afin de protéger la couche de contact d'InGaAs durant l'opération qui suit.

3.3.3 Photolithographie « lift-off » pour métallisation côté P

Contrairement au procédé à l'INSA de Rennes, le procédé à DTU Fotonik n'implique qu'un seul niveau de métallisation côté P. La technique employée pour la photolithographie « lift-off » implique l'utilisation d'une résine insensible à la lumière, et une résine positive conventionnelle. Les dépôts sont effectués successivement en ayant la résine photosensible au dessus.

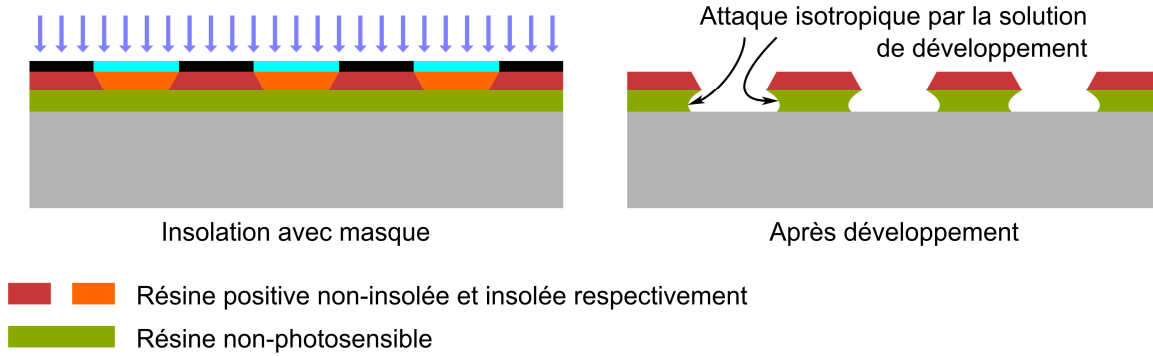


Figure 3 - 41 : Technique de photolithographie lift-off avec résine non-photosensible

Après le développement la couche de masquage SiO_2 est gravée par une solution d'acide fluorhydrique tampon (Buffered Hydrofluoric acid : BHF). La métallisation est composée d'une succession de couches de titane, platine et or avec des épaisseurs de 50 nm, 75 nm et 500 nm respectivement, déposées au canon à électrons. Le retrait de résine est réalisé au « remover », ensuite les échantillons sont rincés à l'isopropanol, et à l'eau distillée puis séchés au flux d'azote.

L'amincissement des échantillons suit un procédé similaire à celui utilisé à l'INSA de Rennes. La métallisation côté N est réalisée également au canon à électrons. Les couches déposées sont du nickel, du germanium et de l'or avec des épaisseurs de 80 nm, 100 nm et 500 nm respectivement.

Le clivage des échantillons suit un procédé similaire à celui de l'INSA de Rennes. Après clivage, les composants sont reportés sur une embase en époxy métallisée, par brasure avec une préforme en alliage d'or et d'étain de quelques micromètres d'épaisseur.

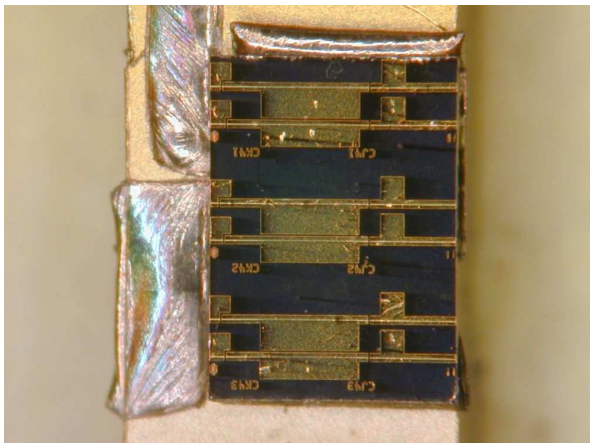


Figure 3 - 42 : Puce réalisée comportant 6 lasers, reportée sur embase

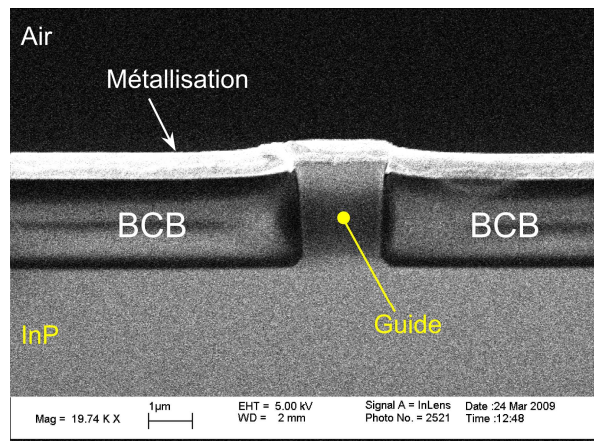


Figure 3 - 43 : Profil du guide d'un laser monomode réalisé

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, ont été présentés l'intégralité du développement technologique des lasers monomodes réalisé à l'INSA de Rennes et les résultats obtenus. Ce procédé a permis d'obtenir des lasers à base de fils quantiques, fonctionnels à température ambiante. De plus, les caractéristiques des différents composants sont similaires, et suivent l'inhomogénéité d'épitaxie. Ceci implique que les étapes de technologie n'ont pas apporté de défauts significatifs. Ces lasers n'ont cependant fonctionné qu'en régime d'injection impulsionnelle car leur courant de seuil est significativement élevé. La cause de ce problème semble être l'orientation des guides par rapport aux fils quantiques.

La technologie employée à DTU Fotonik pour la réalisation de lasers et amplificateurs multisections a également été présentée. Celle-ci suit un procédé ayant déjà produit des lasers de haute performance à DTU Fotonik [Yvind2004-06]. Cette technologie permettra de faire quelques avancées majeures pour la réalisation de tels composants à l'INSA de Rennes. Les résultats des caractérisations optiques et hyperfréquences des composants réalisés à DTU Fotonik sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Caractérisation des lasers à blocage de modes

Ce chapitre présente l'essentiel des travaux et des résultats de caractérisation des lasers et amplificateurs optiques multisections réalisés à DTU Fotonik sur les structures à fils et boîtes quantiques élaborées à l'INSA de Rennes au sein du réseau d'excellence européen ePIXnet.

La caractérisation d'un laser impulsionnel consiste généralement à déterminer le taux de répétition des impulsions, leur durée, leur longueur d'onde instantanée, leur puissance et le niveau de bruit. Tout d'abord, les techniques de caractérisation seront présentées. En deuxième partie, les principaux résultats obtenus sur les lasers à fils et boîtes quantiques seront analysés. En troisième partie, la technique permettant d'extraire le gain modal et les pertes dans les amplificateurs optiques sera décrite. Enfin, une analyse théorique basée sur le modèle étendu de Lau est présentée. Cette analyse permet de déterminer, à partir des valeurs de gain modal et de pertes, une indication sur la géométrie nécessaire d'un laser à deux sections pour permettre le blocage de modes. Cette indication est ensuite comparée à la géométrie des lasers étudiés et sa validité en est discutée.

4.1 Banc expérimental

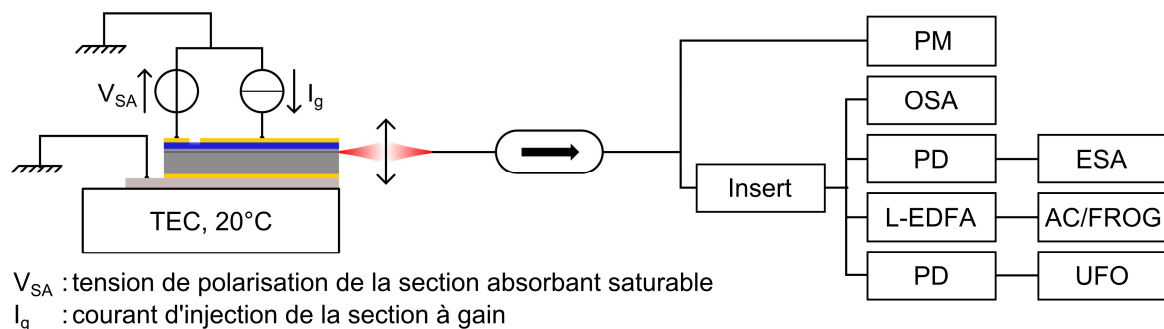


Figure 4 - 1 : Descriptif du banc de caractérisation utilisé à DTU Fotonik

Les différents éléments qui composent ce banc sont nommés par leurs abréviations internationales définies ci-après :

PM	Power Meter : puissancemètre
OSA	Optical Spectrum Analyser : analyseur de spectre optique, résolution 10 pm
PD	Photodiode RF 22 GHz et 50 GHz
ESA	Electrical Spectrum Analyser : analyseur de spectre électrique ou RF, 2 analyseurs de bandes passantes 22 GHz et 50 GHz
L-EDFA	L-band Erbium Doped Fibre Amplifier : amplificateur optique bande L
AC/FROG	Autocorrelator/Frequency Resolved Optical Gating : autocorrélateur et autocorrélateur spectral
UFO	Ultra Fast Oscilloscope : oscilloscope ultra rapide 70 GHz avec photodiode 50 GHz
TEC	Thermo Electric Cooler : module de refroidissement Peltier
Insert	Emplacement permettant l'insertion optionnelle de composants optiques, par exemple un filtre

Deux modes d'injection ont été utilisés pour l'étude des composants multisections, le mode d'injection uniforme et le mode d'injection avec absorbant saturable.

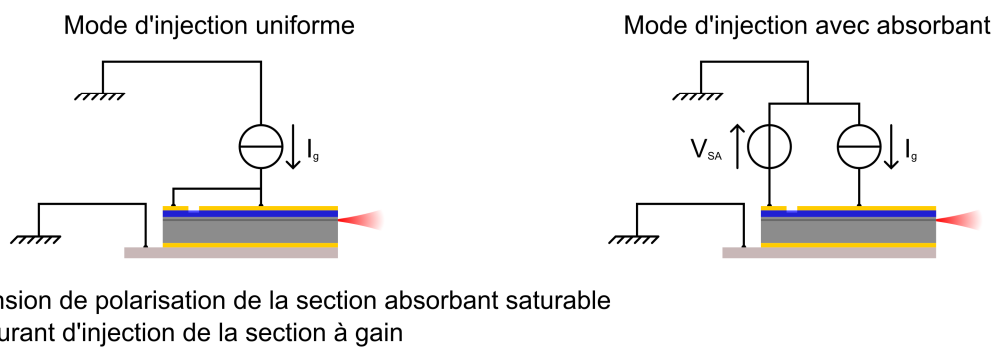


Figure 4 - 2 : Différents modes d'injection du laser à deux sections

Le mode d'injection uniforme correspond au cas où la section absorbante est alimentée en parallèle avec la zone de gain, et donc fonctionne comme cette dernière en raison de la polarisation directe. Le laser est alors équivalent à un laser à section unique. La zone entre les sections est d'environ $5 \mu\text{m}$ et donc négligeable devant la longueur de cavité. L'absence de zone absorbante significative devrait conduire le laser à un fonctionnement à émission continue sans blocage de modes. Le mode d'injection avec absorbant correspond au cas où une section est laissée en circuit ouvert, fermée sur une résistance ou polarisée en inverse. Dans ce cas, si la section est suffisamment courte, la lumière générée par la zone de gain

devrait permettre la saturation de cette zone absorbante et ainsi, l'initiation au blocage de modes en fonction des conditions de polarisation de l'absorbant.

4.2 Forme et longueur d'onde instantanée des impulsions par autocorrélation et FROG

La détermination des caractéristiques tels que la période, la durée, la forme, et la phase des impulsions nécessite l'utilisation de techniques de mesure mettant en œuvre des phénomènes plus courts que ce qui doit être caractérisé. D'autant plus courts que la résolution nécessaire est élevée. Les impulsions issues des lasers à semiconducteurs à blocage de modes ont généralement des durées de quelques picosecondes. Afin de caractériser ces impulsions, il est possible d'utiliser des impulsions de quelques femtosecondes de durée, issues généralement de lasers Ti : Saphir. Or, de tels lasers sont onéreux et encombrants. Il est cependant possible d'obtenir certaines des informations concernant les caractéristiques souhaitées indirectement en utilisant la technique d'autocorrélation. La figure 4 - 3 présente un exemple de configuration utilisant un cristal à génération de second harmonique (Second Harmonic Generation : SHG), mise au point la première fois par K. W. DeLong en 1994 [DeLong1994].

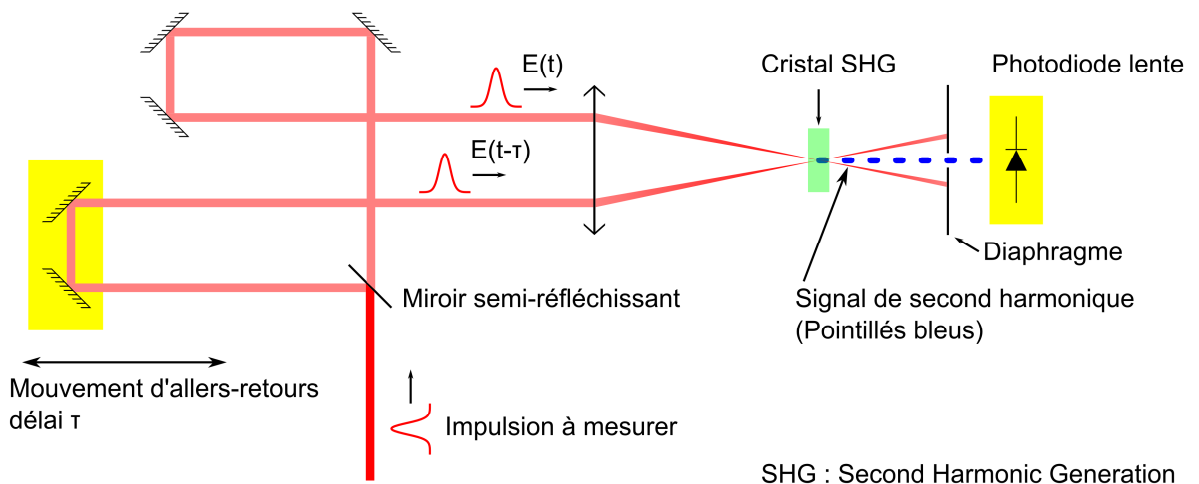


Figure 4 - 3 : Principe de la mesure par autocorrélation avec cristal SHG

Le principe est de diviser le faisceau laser sur deux chemins et de les faire converger dans le cristal SHG qui a le rôle d'une porte optique. Si les impulsions se recouvrent, leur interaction dans le cristal générera un signal de second harmonique, autrement dit de fréquence optique double de celle de l'émission laser et orienté entre les deux faisceaux. L'intensité du signal de second harmonique est proportionnelle à l'intensité des impulsions et à leur taux de recouvrement. Afin de contrôler l'arrivée des impulsions, l'une par rapport l'autre dans le

cristal, la longueur d'un des chemins est connue et fixe et l'autre variable mais très proche de la première et précisément contrôlable sur une étendue relative allant de $l = -Nc\Delta t$ à $l = +Nc\Delta t$, avec Δt la durée de l'impulsion, c la vitesse de la lumière dans le vide et N une constante de valeur suffisante pour explorer l'étendue du signal. Enfin, la mesure consiste à relever l'intensité moyenne du signal de second harmonique $I_{ac,SHG}$ en fonction de l'écart temporel entre les impulsions dans le cristal. La courbe représentant $I_{ac,SHG}$ en fonction du temps correspond à la fonction de convolution des impulsions avec elles-mêmes.

$$I_{ac,SHG}(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(t) I_p(t - \Delta\tau) dt$$

- $\Delta\tau$: écart temporel entre les impulsions dans le cristal
- I_p : intensité équivalente d'une impulsion en fonction du temps

La forme mathématique des impulsions après l'autocorrélation est conservée, cependant leur durée à mi-hauteur est multipliée par un facteur de convolution qui dépend de cette forme (tableau 4 - 1).

Forme d'impulsions	Facteur de convolution
Gaussienne	$\sqrt{2}$
Sécante hyperbolique (sech^2)	1,54

Tableau 4 - 1 : Facteurs de convolution en fonction de la forme des impulsions

Compte tenu de sa nature, cette technique ne permet pas d'obtenir l'information sur la dissymétrie éventuelle des impulsions car le résultat de convolution d'une impulsion avec elle-même est toujours symétrique. Néanmoins, l'avantage de cette technique est qu'il n'est pas nécessaire que le détecteur soit rapide. Un temps de réponse de quelques millisecondes peut être suffisant quelle que soit la durée des impulsions.

En remplaçant ce détecteur par un spectromètre et un capteur CCD, il est possible d'obtenir l'évolution de la fréquence optique avec le temps pendant l'impulsion, il s'agit du « chirp ». Le système complet s'appelle un FROG (Frequency Resolved Optical Gating), et a été inventé par D. J. Kane et R. Trebino en 1993 [Kane1993], avec au départ l'utilisation d'une lame à auto-diffraction par effet Kerr comme porte optique.

Puisque dans le cas du FROG la puissance du signal issu du cristal est distribuée sur une plus grande surface, la puissance moyenne des impulsions à caractériser doit être très élevée pour être détectée. En général une puissance minimale de 25 dBm est nécessaire. Il est donc

indispensable dans le cas des lasers à semiconducteurs d'utiliser un amplificateur optique. Le spectrogramme obtenu représente l'intensité en fonction du temps et de la fréquence mais compte tenu toujours de la nature de la technique d'autocorrélation, le sens d'évolution de la fréquence n'est pas déterminé.

Dans le cadre des télécommunications optiques, les impulsions doivent avoir un « chirp » nul en raison des propriétés de dispersion en fréquence des fibres optiques. La vitesse de propagation de la lumière dans une fibre optique étant dépendante de la fréquence optique, une impulsion « chirpée » aura le front montant et le front descendant se propageant à des vitesses différentes. Au cours de sa propagation, il y aura donc un allongement de l'impulsion avec une éventuelle contraction en début en fonction du signe relatif du « chirp » et de la dispersion de la fibre. De ce fait, l'utilisation des fibres optiques est une technique courante pour déterminer le signe du « chirp ». Les fibres optiques SMF (Single Mode Fibre) ont une dispersion positive et les fibres optiques DCF (Dispersion Compensated Fibre) une dispersion négative avec comme unité le $\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Comme évoqué dans le chapitre 1, lorsque les impulsions ont un « chirp » nul, elles sont dites être en limite de Fourier. Le produit de leur durée à mi-hauteur Δt par leur largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta \nu$ est alors égal à une constante fonction de la forme des impulsions.

Forme des impulsions	$\Delta t.\Delta \nu$
Gaussienne	0,441
Sécante hyperbolique (sech^2)	0,315

Tableau 4 - 2 : Produits 'durée * largeur spectrale' d'impulsions en limite de Fourier

Si les impulsions sont linéairement « chirpées », l'utilisation d'une certaine longueur de fibre optique SMF ou DCF peut permettre d'obtenir des impulsions en limites de Fourier. Les impulsions issues des lasers à semiconducteurs à blocage de modes contiennent cependant souvent un terme d'ordre 2 et d'ordre 3 [Delfyett1995] empêchant d'atteindre la limite de Fourier. Il existe toutefois des méthodes pour la compensation de ces « chirps » non-linéaires, en utilisant par exemple des prismes et des réseaux [Fork1987], ou encore des systèmes plus évolués qui permettent d'ajuster les « chirps » d'ordre 2 et 3 indépendamment [Delfyett1995].

4.3 Techniques de mesure du bruit temporel

Il existe plusieurs méthodes de mesure du bruit temporel, autrement dit gigue temporelle. Les plus courantes sont la mesure à l'oscilloscope à échantillonnage, donc une mesure sur le

domaine temporel, la mesure par corrélation croisée, également sur le domaine temporel, et la mesure de bruit de phase à l'analyseur de spectre RF donc sur le domaine fréquentiel. Cette dernière est celle utilisée dans le cadre de ces travaux et est traitée en détail.

4.3.1 Mesure de bruit temporel à l'oscilloscope à échantillonnage

Cette technique consiste à superposer à l'écran de l'oscilloscope plusieurs traces d'impulsions pour obtenir un diagramme de l'œil et à mesurer la largeur moyenne de la distribution des impulsions issues des différents relevés. Cette méthode demande un oscilloscope avec une bande passante beaucoup plus élevée que la fréquence des lasers, donc un oscilloscope ultra rapide, ce qui est onéreux mais elle a l'avantage d'être simple et rapide. L'inconvénient est que la mesure effectuée correspond effectivement à la gigue temporelle des impulsions mais ajoutée à celle induite par l'oscilloscope même, plus précisément par le système de déclenchement. Les oscilloscopes les plus performants actuellement ont une gigue d'environ 100 fs, ce qui implique que la mesure sera peu fiable vis-à-vis du laser si la gigue des impulsions est plus faible que cette valeur. L'autre inconvénient est l'absence d'information sur le domaine fréquentiel, ce qui empêche la détermination de l'origine du bruit. Dans le cadre du blocage de modes actif, il sera impossible de déterminer si le bruit est issu du modulateur RF ou bien effectivement du laser.

4.3.2 Mesure de bruit temporel par corrélation croisée

Cette technique consiste à utiliser un autocorrélateur mais en rallongeant un des chemins optiques afin que l'interaction s'effectue non pas entre les deux parties de la même impulsion dédoublée comme pour l'autocorrélation, mais entre deux impulsions distantes de N tours de cavité. Le délai temporel correspondant est :

$$T = NT_{AR} \quad 4 - 1$$

- N : nombre d'allers-retours de cavité séparant les impulsions à corrélérer
- T_{AR} : temps d'aller-retour dans la cavité laser

Ce qui correspond à un délai spatial de :

$$L = cNT_{AR} \quad 4 - 2$$

- c : vitesse de la lumière

La différence de largeur entre la trace obtenue à l'autocorrélation et celle obtenue à la corrélation croisée est causée par la gigue temporelle σ_{pp} des impulsions, sur la bande de

fréquence approximative $[f_{low} ; +\infty[$ Hz. La lettre σ est utilisée car la gigue est un écart-type. Le terme pp désigne « pulse to pulse ».

$$f_{low} = \frac{1}{4NT_{AR}} \quad 4 - 3$$

$$\sigma_{pp} = \sqrt{\sigma_{XC}^2 - \sigma_{AC}^2} \quad 4 - 4$$

- f_{low} : limite basse de la bande de fréquence considérée
- T_{AR} : temps d'un aller-retour dans la cavité
- σ_{XC}^2 : variance de corrélation croisée des impulsions
- σ_{AC}^2 : variance d'autocorrélation des impulsions

Etant donné que la valeur de N dépend linéairement de la longueur de cavité, la technique impose des limites physiques sur f_{low} . Par exemple, pour un train d'impulsion à 10 GHz donc de période $T_{ML}=100$ ps et $N=1000$, la distance à ajouter à l'autocorrélateur est de 30 m. Dans ce cas, il est possible d'utiliser une fibre optique, ce qui permet même d'atteindre plusieurs centaines de mètres pour augmenter N, et ainsi diminuer f_{low} , dans la limite permise par l'absorption de la fibre. Une mesure d'autocorrélation des impulsions après passage dans cette même fibre est alors nécessaire afin de prendre en compte sa dispersion dans les calculs. La valeur de σ_{AC}^2 devient alors :

$$\sigma_{AC}^2 = \frac{\sigma_{AC_1}^2 + \sigma_{AC_2}^2}{2} \quad 4 - 5$$

- $\sigma_{AC_1}^2$: variance d'autocorrélation des impulsions
- $\sigma_{AC_2}^2$: variance d'autocorrélation des impulsions après passage dans la fibre optique

Cette technique est particulièrement adaptée pour des impulsions à très haute fréquence vu que le délai temporel à introduire dépend de la longueur de cavité. Une étude détaillée de cette technique est présentée dans la référence [Jiang2002].

4.3.3 Mesure de bruit temporel à l'analyseur de spectre RF

Cette technique a été introduite pour la première fois par D. von der Linde en 1986 [von der Linde1986] et consiste à mesurer le spectre d'intensité de l'émission laser par le biais d'une photodiode de bande passante au moins égale à la fréquence des impulsions et d'un analyseur de spectre RF (Radio-Fréquence). Cette mesure permet de déterminer le bruit total et

éventuellement la nature et la quantité des contributions. Compte tenu du très bas plancher de bruit des analyseurs de spectre RF, il est possible de mesurer des valeurs de gigue temporelle de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes.

Le spectre RF du signal collecté par la photodiode en sortie d'un laser à blocage de modes présente un pic à la fréquence correspondant au taux de répétition des impulsions. La puissance intégrée sur les bandes gauche et droite de ce pic est directement proportionnelle au bruit total d'amplitude et temporel. La valeur moyenne de la gigue temporelle est déduite du bruit de phase. Dans ce contexte, le bruit de phase est l'amplitude du pic fondamental relativement au plancher de bruit. La relation mathématique liant le bruit de phase et la gigue temporelle est donnée ici : [Maxim2004]

$$\sigma_{rms} = \frac{1}{2\pi f_{ML}} \sqrt{\int_{f_{low}}^{f_{high}} (L(f)_l + L(f)_r) df} \quad 4 - 6$$

- σ_{rms} : valeur moyenne de la gigue temporelle sur la bande $[f_{low}, f_{high}]$
- f_{low}, f_{high} : limite basse et haute respectivement de la bande de fréquence considérée
- f_{ML} : taux de répétition des impulsions issues du laser à blocage de modes
- $L(f)_l, L(f)_r$: bruit de phase en dBc.Hz⁻¹ côté gauche ($f < f_{ML}$) et droit ($f > f_{ML}$) respectivement du pic fondamental. Echelle des fréquences, relative à f_{ML}
- dBc : unité de puissance normalisée par rapport à la puissance du pic fondamental. c pour « carrier », porteuse en français

$$L(f)_l = \frac{P(f + f_{ML})}{P(f_{ML})} \quad L(f)_h = \frac{P(f - f_{ML})}{P(f_{ML})} \quad 4 - 7$$

- $P(f)$: spectre de puissance, mesuré à l'analyseur de spectre, intégré sur 1 Hz

Le bruit de phase étant proportionnel au carré de l'harmonique, il est possible de séparer le bruit d'amplitude et le bruit de phase si la mesure est faite sur plusieurs harmoniques. Il faudrait pour cela mesurer le bruit au minimum sur deux harmoniques en plus du fondamental, donc utiliser un analyseur de spectre RF de bande passante trois fois plus élevée que le taux de répétition des impulsions du laser. L'analyseur de spectre utilisé ici pour caractériser les lasers à 10 GHz a une bande passante de 22 GHz, cette méthode ne peut donc pas être utilisée. Si toutefois le bruit d'amplitude est négligeable devant le bruit de phase, la mesure donnera une limite haute, et une mesure portant uniquement sur le pic fondamental sera nécessaire. De plus, le bruit d'amplitude se soustrait au bruit de phase sur le côté gauche

du pic fondamental et s'ajoute sur le côté droit. Le moyennage du bruit de phase sur les côtés gauche et droit atténue d'autant plus ce bruit d'amplitude [Scott2001].

Les valeurs affichées par un analyseur de spectre RF dépendent du moyennage réalisé par le filtre vidéo (Video Band Width : VBW), de la forme du filtre de résolution, du type d'échelle (log ou linéaire) et de la non-linéarité de l'amplificateur interne. L'analyseur de spectre est étalonné pour les conditions typiques de mesure de pic, soit, pour une bande spectrale de mesure étroite et une échelle logarithmique. En ce qui concerne les mesures de bruit, celles-ci sont faites sur des bandes de fréquence bien plus larges, et les intensités mesurées sont bien plus faibles. Une correction sur les mesures doit donc être appliquée, celle-ci est de +2 dB selon [Peterson1989].

Il reste à définir les limites d'intégration du bruit de phase. Dans le domaine des télécommunications optiques, ces lasers peuvent être utilisés comme sources d'impulsions pour la transmission ou bien pour la récupération d'horloge des signaux transmis. Dans les deux cas, la gigue temporelle basse fréquence peut être corrigée par l'électronique utilisée, la limite haute de la bande de fréquence est donc la plus importante. Les recommandations établies par l'union internationale des télécommunications (ITU : International Telecommunication Union) dans l'article G.8251 [ITU-T2001] sont celles utilisées pour les mesures présentées ici. Le tableau suivant présente les gammes de fréquence recommandées.

Taux de répétition	Gamme 0	Gamme 1	Gamme 2	Gamme 3
10 G	<20 k	20 k - 80 M	4 M - 80 M	80 M - 5 G
40 G	<20 k	20 k - 320 M	16 M - 320 M	320 M - 20G

Tableau 4 - 3 : Bandes d'intégration en Hz pour la mesure de gigue temporelle recommandées par ITU [ITU-T2001]

4.4 Caractérisation des lasers à boîtes quantiques

A titre de rappel, toutes les caractérisations présentées ont été réalisées sous régulation thermique à 20°C. La figure 4 - 4 présente la puissance de sortie en fonction du courant d'injection d'un laser multisection de 4 mm sous injection uniforme.

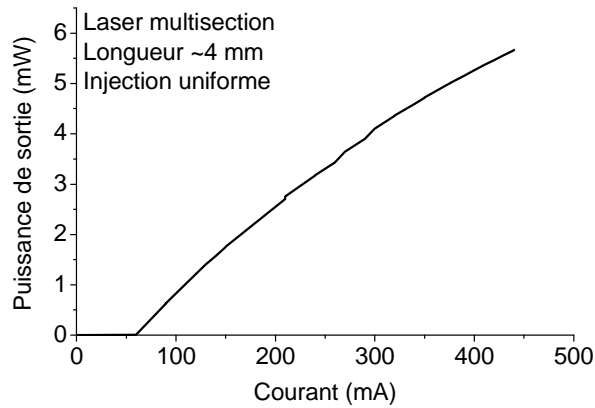


Figure 4 - 4 : Courbe de puissance de sortie d'un laser multisection sous injection uniforme

Les mesures de spectre optique des lasers à boîtes quantiques ont révélé une instabilité de fonctionnement dépendante du courant d'injection. En effet, le spectre optique présente des bifurcations du pic principal d'émission dont la distance inter-pics varie avec le courant d'injection. Afin de vérifier s'il ne s'agit pas d'un effet dû à la variation de température, les mesures ont également été faites avec une source de courant impulsionnel (figure 4 - 5).

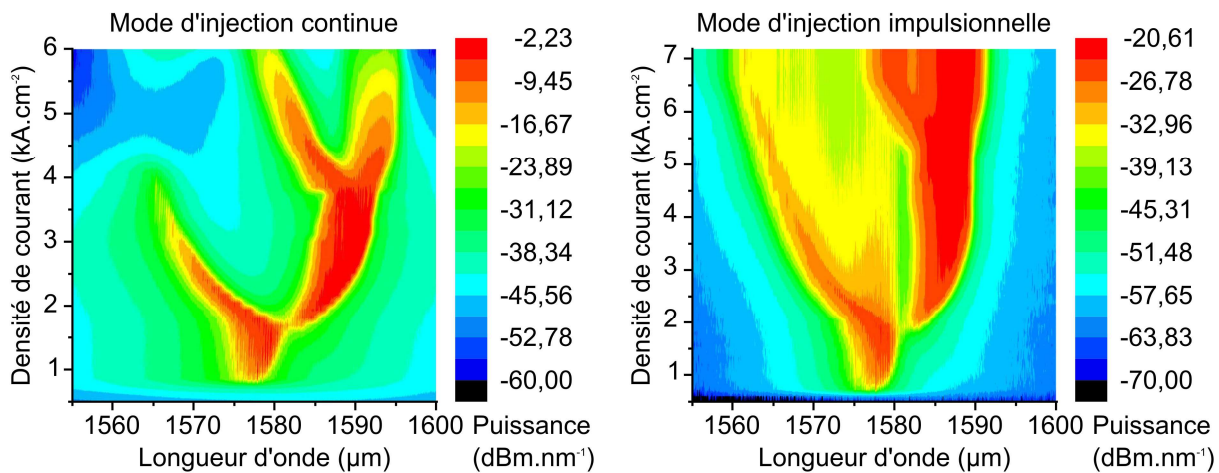


Figure 4 - 5 : Spectres optiques d'un laser à section unique en fonction du courant d'injection en régime continu et en régime impulsionnel (impulsions de 1 μ s, à 10 kHz)

Ce genre d'instabilité a déjà été observée par Liu et al. [Liu2008] en avançant l'hypothèse de l'oscillation Rabi. Celle-ci a cependant été réfutée par Li et al. [Li2009] en montrant que la différence de fréquence entre deux pics d'une bifurcation en fonction de la puissance totale de sortie, ne suivait pas une loi linéaire, caractéristique de l'oscillation Rabi. L'hypothèse émise est le remplissage des niveaux d'énergie.

Une autre hypothèse serait qu'il existe des groupes de boîtes quantiques caractérisées par exemple par leur taille. En effet, une étude expérimentale menée au laboratoire a montré que la dimension latérale des boîtes augmentait avec le nombre de couches empilées [Caroff-

Thèse]. Les différences entre les groupes seraient tellement prononcées que la participation collective de tous ces groupes à l'émission laser par le biais de l'élargissement homogène de chacun, n'est possible qu'à faible puissance. Au-delà, l'élargissement homogène diminue et les différences spectrales entre les groupes de boîtes apparaissent sur l'émission. La continuité des courbes de puissance de sortie sur la figure 4 - 4, mesurées sur un laser présentant la même instabilité, montre que le rendement du régime ne change pas significativement au niveau des bifurcations.

4.5 Caractérisation d'un laser à fils quantiques de longueur 4 mm

4.5.1 Détermination du régime de fonctionnement

Le composant étudié est un laser à quatre sections dont trois successives ont été connectées en parallèle pour être équivalentes à une seule section de gain et une, de longueur très courte, a été utilisée comme absorbant saturable. La figure 4 - 6 présente les courbes de puissance de sortie sous différentes conditions de polarisation.

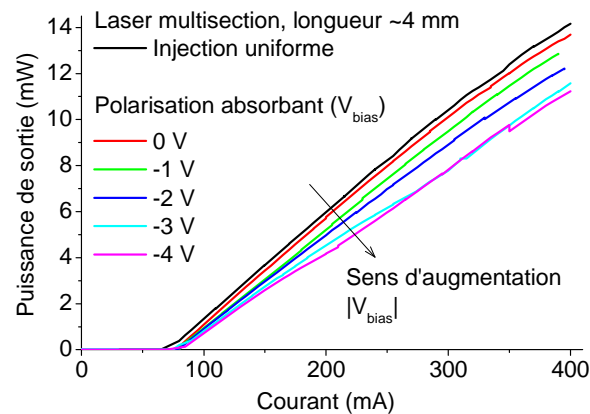


Figure 4 - 6 : Courbes de puissance de sortie sous différentes conditions de polarisation

Cette figure permet de situer les conditions de polarisation à utiliser pour procéder à la caractérisation du régime de fonctionnement du laser. En effet, le courant d'injection doit permettre une puissance d'émission suffisamment élevée, quel que soit l'état de polarisation de l'absorbant, pour toujours être loin du plancher de bruit des appareils de mesure. Ainsi un courant de 250 mA a été choisi.

Pour déterminer si le blocage de modes prend place, les spectres optiques et RF sont les éléments de référence. En effet, comme il a été indiqué dans le chapitre 1, le spectre optique doit être plus large dans le cas du blocage de modes que dans le cas de l'émission continue. D'autre part, le spectre RF doit présenter un pic à la fréquence de l'intervalle spectral libre.

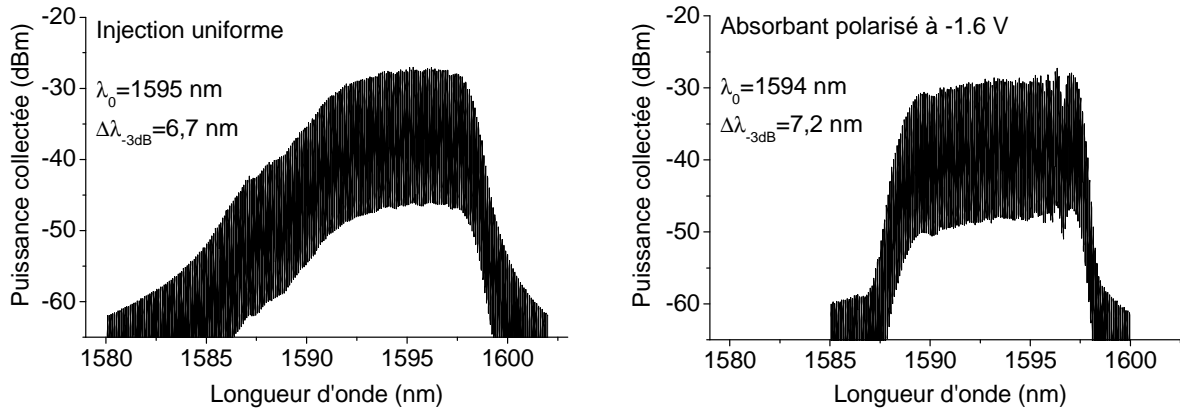


Figure 4 - 7 : Spectres optiques sous injection uniforme de courant, et avec absorbant en inverse

D'après la figure 4 - 7, pour le cas du fonctionnement avec absorbant saturable, le pic est effectivement plus large et la puissance d'autant plus localisée. Le blocage de modes semble donc bien être réalisé. La présence de plusieurs bosses sur ce pic spectral peut indiquer que plusieurs régimes de blocage de modes indépendants sont établis. Ceci résulterait en des impulsions multiples sur le domaine temporel. Les spectre RF présentés sur la figure 4 - 8 permettent d'appuyer l'hypothèse de blocage de modes.

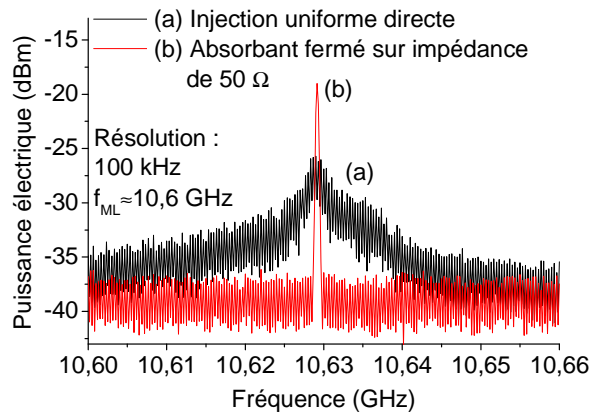


Figure 4 - 8 : Spectres RF sous injection uniforme de courant et avec absorbant fermé sur une impédance de 50 Ω , $f_{ML} \approx 10,6$ GHz

En effet, la différence de hauteur du pic et de sa largeur entre les deux cas de polarisation indique un caractère impulsionnel prépondérant pour le cas du fonctionnement avec absorbant. Le spectre avec une polarisation de -1,6 V ne figure pas ici car la mesure ayant été faite à un autre moment, la position du pic ne coïncide pas exactement avec celles-ci. L'impédance de 50 Ω dans le cas de la deuxième mesure, correspond à l'impédance de sortie du générateur de tension lorsque celui-ci est désactivé. En effet lors de cette mesure le générateur a simplement été désactivé tout en le gardant connecté à l'absorbant. L'état de polarisation de l'absorbant (fermé sur une résistance ou polarisé avec une tension variant entre

0 et $\sim -2,5$ V) fait effectivement varier la hauteur du pic RF, mais dans tous les cas celui-ci reste nettement plus distinct que dans le cas de l'injection uniforme.

Les mesures à l'autocorrélateur sous ces conditions de pompage et de polarisation ont été réalisées mais aucune impulsion n'a été détectée. Une hypothèse possible est que les impulsions sont trop longues, donc trop peu puissantes pour être détectées. Afin d'approfondir l'étude, un filtre de bande passante de 1 nm, ajustable sur la bande 1580 - 1600 nm a été utilisé à la place de « l'insert » sur le schéma du banc de caractérisation, figure 4 - 1. Cette opération a effectivement révélé le caractère impulsionnel du signal en sortie de ce laser comme le montre la figure 4 - 9. La figure 4 - 10 présente l'effet du filtre sur la forme spectrale de l'émission.

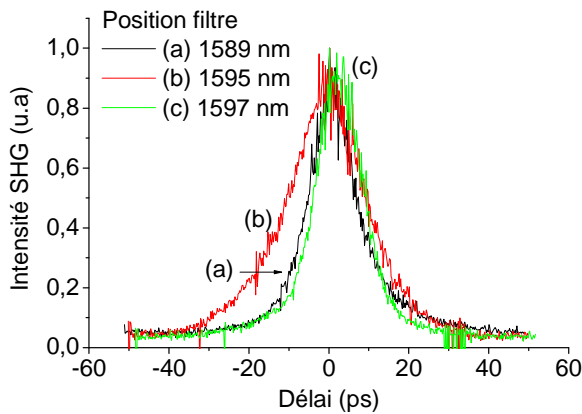


Figure 4 - 9 : Traces d'autocorrélation pour différentes positions du filtre

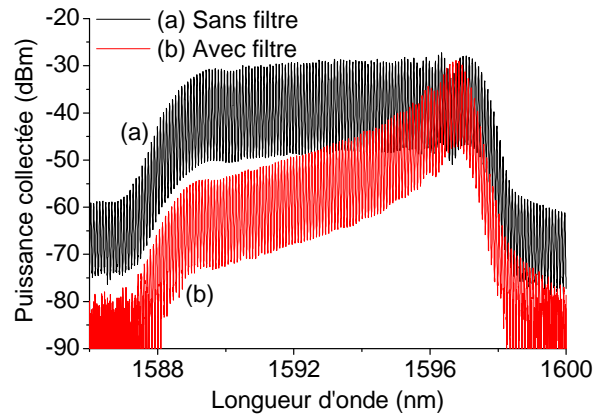


Figure 4 - 10 : Spectres optiques avec et sans filtre

Différentes parties du spectre ont ainsi été analysées et ont permis d'établir la courbe présentée sur la figure 4 - 11 indiquant la variation de la durée d'impulsions en fonction de la position spectrale du filtre.

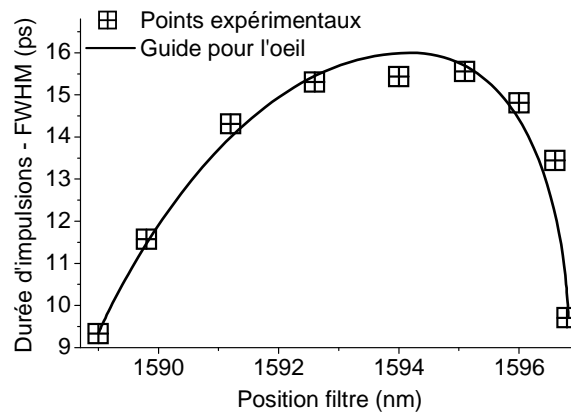


Figure 4 - 11 : Durée d'impulsions (ajustements gaussiens) en fonction de la position du filtre

A partir de cette courbe, l'hypothèse déduite est que les impulsions en sortie directe du laser ont un « chirp » monotone. En effet, dans ce cas le filtrage spectral est équivalent à une fenêtre temporelle. Ainsi, sélectionner une partie du spectre revient à ne sélectionner qu'une partie de l'impulsion. Sélectionner les bords du spectre revient à sélectionner les parties de l'impulsion qui incluent les flancs, ce qui résulte en des impulsions courtes. Sélectionner le centre du spectre revient à sélectionner le centre de l'impulsion, ce qui mène aux impulsions les plus longues. Si le « chirp » est linéaire, la forme de cette courbe épouse alors la forme des impulsions.

Il reste à déterminer le signe du chirp. Pour cela, le moyen le plus simple est de faire passer les impulsions par différentes longueurs d'un même type de fibre optique de dispersion connue et de mesurer la durée des impulsions et leur évolution avec la longueur de fibre utilisée. Ceci a effectivement permis de détecter des impulsions à l'autocorrélateur sans même utiliser de filtre comme le montre la figure 4 - 12. De plus les durées mesurées sont plus courtes pour des longueurs de fibre plus grandes, ce qui indique que les impulsions en sortie du laser sont « chirpées » positivement.

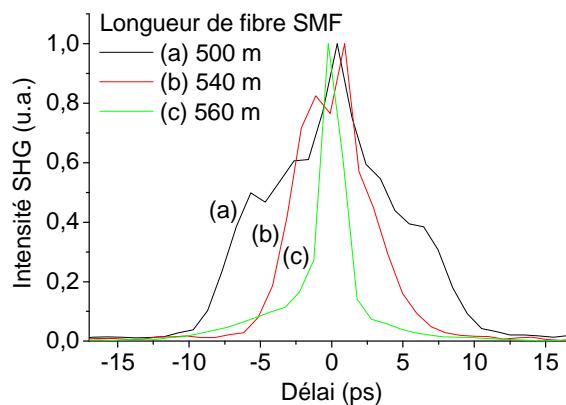


Figure 4 - 12 : Mesures des impulsions après passage dans différentes longueurs de fibre optique SMF

La figure 4 - 13 présente la mesure du train d'impulsions par un oscilloscope ultra rapide. D'après la figure 4 - 14, la forme des impulsions mesurée est essentiellement la forme de la réponse impulsionnelle de la photodiode utilisée. En effet, il faudrait une bande passante incluant un grand nombre d'harmoniques pour mesurer des impulsions de durée d'une picoseconde. La longueur de fibre optique pour laquelle les impulsions les plus courtes ont été obtenues est de 545 m. La figure 4 - 15 présente la trace d'autocorrélation dans ces conditions.

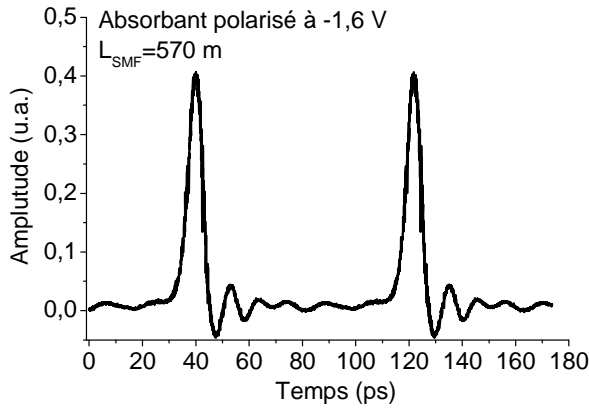


Figure 4 - 13 : Impulsions mesurées à l'oscilloscope ultra rapide avec une photodiode de 50 GHz

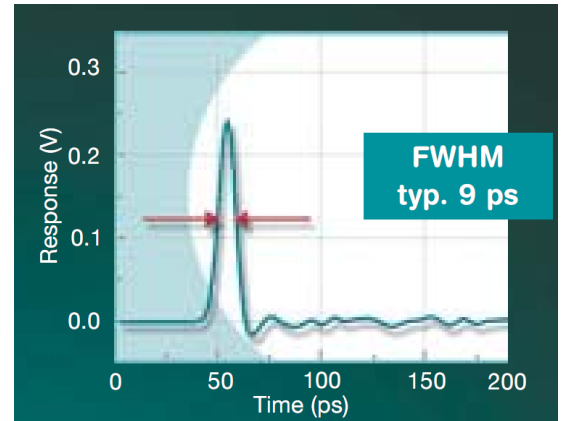


Figure 4 - 14 : Réponse impulsionnelle de la photodiode (documentation constructeur)

Le régime d'impulsions multiples révélé par la présence d'épaulements sur la figure 4 - 15 indique que les impulsions ne sont pas en limite de Fourier. Le tableau 4 - 4 présente le détail du calcul du produit 'durée d'impulsion' * 'largeur spectrale'. Δt est la durée à mi-hauteur des impulsions, $\Delta\lambda$ et $\Delta\nu$ la largeur à mi-hauteur du pic d'émission spectral en longueur d'onde et en fréquence respectivement, et λ_0 la longueur d'onde centrale.

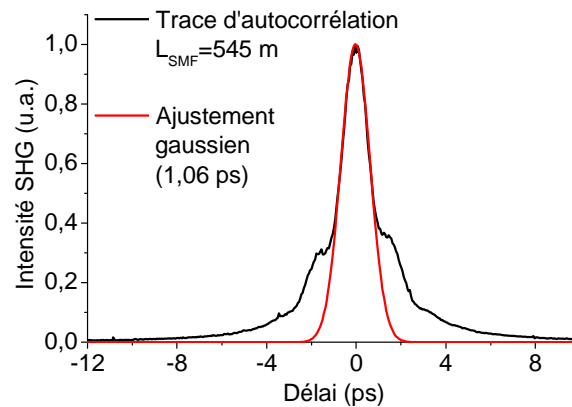


Figure 4 - 15 : Trace d'autocorrélation des impulsions comprimées au maximum

Δt (ps)	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_0 (nm)	$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda$ (s ⁻¹)	$\Delta t \Delta\nu$
1,06	7,2	1594	$8,5 \cdot 10^{11}$	0,9

Tableau 4 - 4 : Calcul du produit 'durée * largeur spectrale' des impulsions

Le produit $\Delta t \Delta\nu$ est donc bien supérieur à la limite de Fourier qui est égale à 0,44 pour des impulsions de forme gaussienne (tableau 4 - 2). Une mesure FROG avec le même tronçon de fibre optique montre qu'il n'y a pas de dérive de fréquence, ce qui indique que la compensation de dispersion est bien optimale (figure 4 - 16).

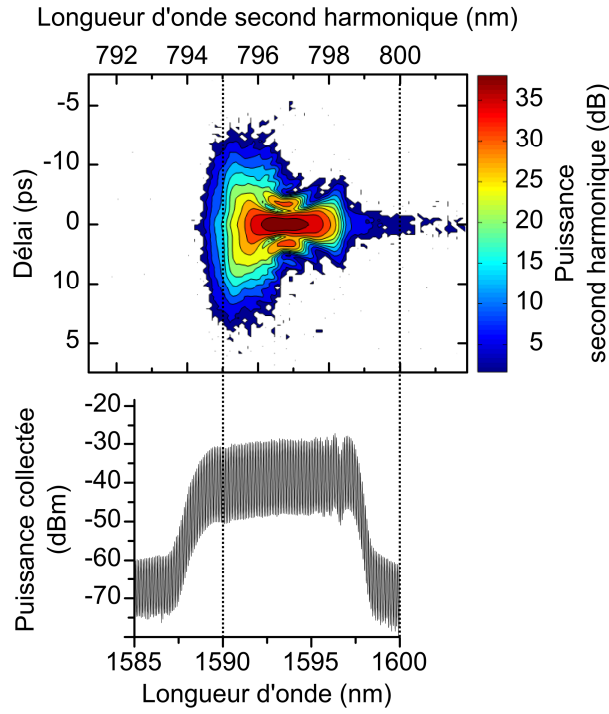


Figure 4 - 16 : Mesure FROG des impulsions après passage dans 545 m de fibre optique SMF

La dispersion de la fibre est donnée par la relation 4 - 8 dans le domaine de validité spécifié par la documentation constructeur [Corning2002].

$$D_{SMF}(\lambda) \approx \frac{S_0}{4} \left[\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right] \quad 4 - 8$$

$$\lambda \in [1200; 1600] \text{ nm}$$

- S_0 : pente de la courbe pour $D_{SMF}(\lambda) \approx 0 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$; $S_0 \leq 0.092 \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$
- λ_0 : longueur d'onde pour laquelle la dispersion s'annule, $D_{SMF}(\lambda_0) \approx 0 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$;
 $\lambda_0 = 1312 \text{ nm}$

A la longueur d'onde centrale d'émission du laser de 1594 nm, la dispersion de cette fibre est $D_{SMF} \approx 19,84 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. La dispersion totale dans 545 m de fibre est $D_{SMF} * L_{SMF} = 10,8 \text{ ps.nm}^{-1}$. A partir de cette valeur et en tenant compte de la largeur du pic d'émission, la durée totale compressée est $D_{SMF} * L_{SMF} * \Delta\lambda = 77,8 \text{ ps}$ si tous les modes contenus dans ce pic sont bloqués en phase, ce qui implique que les impulsions avant compression sont plus longues que 77,8 ps. Le temps d'aller-retour dans la cavité étant de 94 ps, cela indique que les impulsions se chevauchent dans la cavité. Ceci diffère du raisonnement généralement utilisé dans les études théoriques sur le blocage de modes où l'impulsion est considérée courte devant la longueur de cavité [Haus1975].

Des résultats similaires ont déjà été obtenus par Heck et al. [Heck2007], [Heck2009]. Une valeur de 20 ps.nm^{-1} a été reportée pour un laser à 4,6 GHz avec une largeur spectrale de 6 à 7 nm autour de 1535 nm, ce qui indique que là aussi les impulsions se chevauchent dans la cavité. La plus courte durée mesurée est d'environ 22 ps avec une longueur de fibre de 1500 m, ce qui équivaut à une dispersion totale de 25 ps.nm^{-1} compte tenu de la longueur d'onde d'émission. Ceci indique que le « chirp » est positif.

L'origine du comportement de ces lasers reste à déterminer, cependant d'après une étude théorique de Schell et al., le facteur de Henry dans les lasers à semiconducteurs à blocage de modes conduit à des impulsions à « chirp » positif pour le cas d'un régime passif et négatif pour un régime actif [Schell1994]. Dans le cas du laser étudié ici, le signe du « chirp » est en concordance avec cette étude. Ceci indique que probablement le facteur de Henry est partiellement la cause de ce « chirp », partiellement car même avec une valeur de « chirp » très élevée, un élargissement d'impulsions aussi élevé est difficile à expliquer.

4.5.2 Mesures de bruit

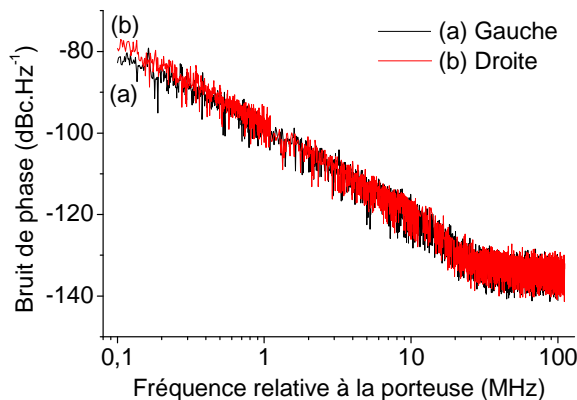


Figure 4 - 17 : Bruit de phase après passage de l'émission laser dans 545 m de fibre SMF

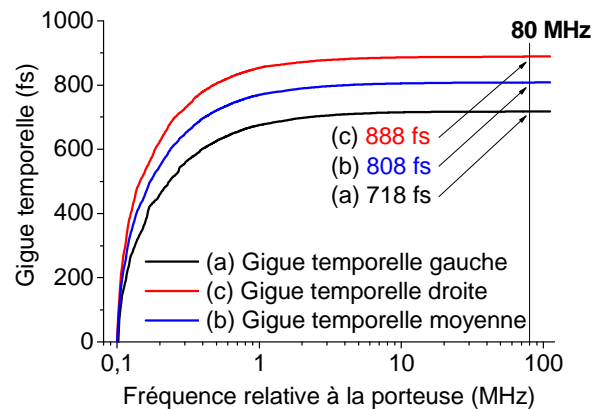


Figure 4 - 18 : Gigue temporelle des impulsions après passage dans 545 m de fibre SMF

Le niveau de bruit présenté par la figure 4 - 17 est environ 15 dB inférieur, soit 30 fois moins à ce qui a été obtenu avec un laser à un seul puits quantique émettant dans la bande C par Yvind et al. [Yvind2004-06]. Cette performance est attribuée aux propriétés exposées dans le chapitre 2, des structures à réduction de la dimensionnalité, en particulier la forte inversion et également le fort amortissement induit dans les fils quantiques [Berg2003]. D'autre part, elle indique que les structures utilisées comportent peu de défauts, en effet il a été montré que les défauts sont une source de bruit dans les lasers [Hu2007]. La technique du double cap

présentée dans le chapitre 2 et employée pour les structures utilisées ici, permet justement une croissance avec peu de défauts.

4.6 Caractérisation d'un laser à fils quantiques de longueur 1 mm

Un laser multisection de longueur 1 mm pour un taux de répétition à environ 40 GHz a également été caractérisé. Le laser en question a un courant de seuil de 25 mA et la puissance de sortie atteint plus de 16 mW à 200 mA sous injection uniforme (figure 4 - 19). Le laser possède trois sections, cependant deux sections successives ont été connectées en parallèle pour le gain et la troisième, très courte, utilisée comme absorbant saturable. Un courant d'injection de 140 mA a été choisi de façon à générer au moins autant de puissance que durant la caractérisation du laser de 4 mm. La polarisation de la section absorbant saturable a été choisie sur le même critère que précédemment, celle-ci est de -2,7 V. Sous ces conditions l'émission laser se situe à 1580,7 nm, avec une largeur de 7,8 nm (figure 4 - 20).

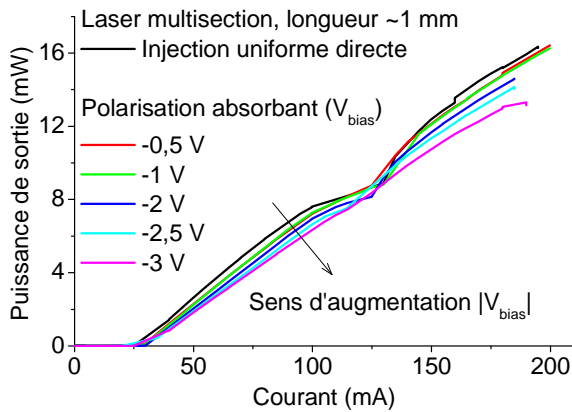


Figure 4 - 19 : Courbes de puissance de sortie, sous différentes conditions de polarisation

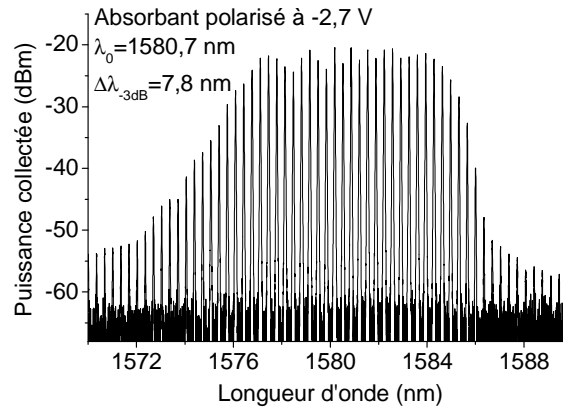


Figure 4 - 20 : Spectre optique à 140 mA, avec la section absorbant saturable polarisée à -2,7 V

Le « kink » observé sur la figure 4 - 19 correspond certainement à un saut de polarisation car les mesures de la figure 4 - 6 ayant été réalisées avec le même matériel montre qu'il ne s'agit pas d'un défaut au niveau du dispositif expérimental.

Les mesures à l'analyseur de spectre RF montrent que le régime de blocage de modes est bien obtenu avec un taux de répétition de 41 GHz. Ce laser également présente une caractéristique de fort « chirp » et du même signe que précédemment. En effet, la hauteur du pic RF augmente significativement lorsqu'une fibre optique SMF est utilisée comme l'indique la figure 4 - 21. La différence de niveau du plancher de bruit d'une figure à l'autre, vient de la différence de bande passante de résolution.

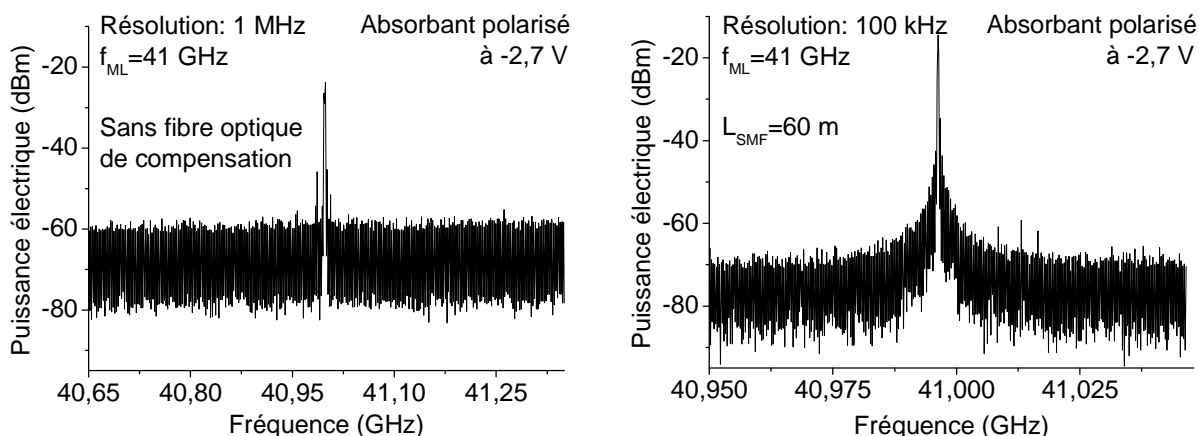


Figure 4 - 21 : Spectre RF sans fibre de compensation et après passage dans 60 m de fibre SMF

La mesure à l'autocorrélateur détecte des impulsions sans même utiliser de fibre optique pour compenser le « chirp ». La durée des impulsions est supérieure à 15 ps sans déconvolution, alors que la période est d'environ 25 ps (figure 4 - 22). De plus le rapport d'extinction est inférieur à 50 %, ce qui indique un niveau de bruit élevé compte tenu de la puissance nécessaire pour la génération du signal de second harmonique. Ce niveau de bruit pourrait correspondre à des chevauchements d'impulsions. Avec l'utilisation d'une fibre optique de compensation le rapport d'extinction est porté à une valeur proche de 100% et la durée des impulsions est inférieure à 8 ps avec un ajustement de forme gaussienne (figure 4 - 23).

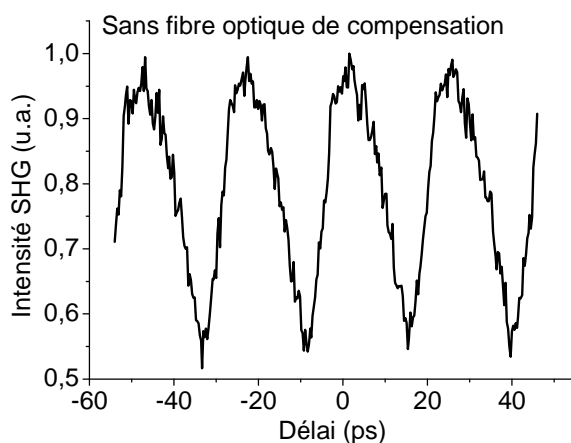


Figure 4 - 22 : Trace d'autocorrélation et de corrélations croisées sans fibre de compensation

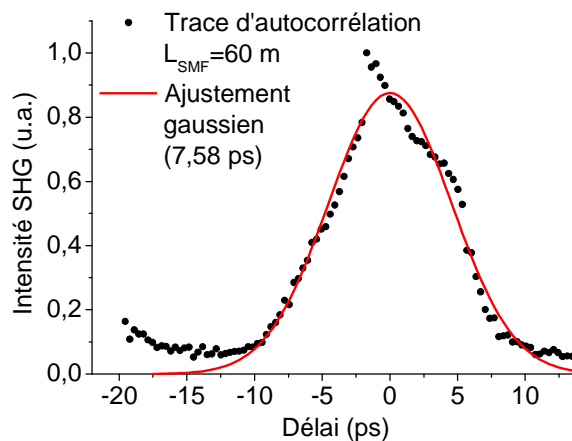


Figure 4 - 23 : Trace d'autocorrélation après passage dans 60 m de fibre SMF

Le taux d'extinction des impulsions de la figure 4 - 22 étant d'environ 50%, la durée relevée au niveau du bas du signal correspond probablement à la durée à mi-hauteur des impulsions entières, ce qui est proche de 18 ps après déconvolution. Le calcul de la durée des impulsions en limite de Fourier mène à une valeur de 480 fs en utilisant le spectre de la figure 4 - 20. La dispersion de la fibre optique SMF calculée en utilisant la relation 4 - 8 à la longueur d'onde d'émission de ce laser est de $19,1 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. La longueur de fibre nécessaire pour

compresser ces impulsions et atteindre la limite de Fourier est de 115 m, sous réserve que tous les modes contenus dans le pic spectral soient en phase.

4.7 Mesures de gain et de pertes dans les structures

4.7.1 Méthode de mesure

Ces mesures ont été effectuées sur les amplificateurs optiques (SOA) multisections à guide incliné, en utilisant la méthode des contacts segmentés alternative [Xin2006]. Le SOA consiste en un guide optique de même nature que celui des lasers, à la différence que celui-ci est orienté en biais d'environ 7° par rapport aux plans de clivages du substrat. Ceci induit une faible réflectivité optique à l'interface semiconducteur/air dans le guide (0,001) qui aura comme conséquence d'inhiber l'émission laser.

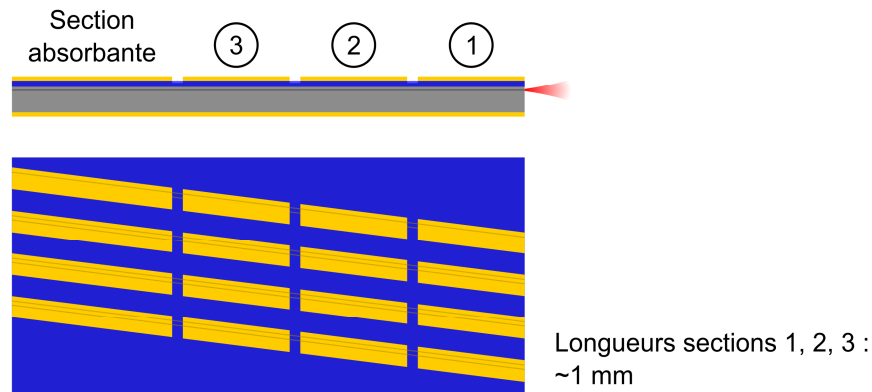


Figure 4 - 24 : Schéma des SOA multisections à guide incliné (vue sur la tranche et vue de dessus)

Les composants réalisés ont une géométrie adaptée pour appliquer la méthode des contacts segmentés alternative. Il y a pour cela, 3 sections égales en longueur et une quatrième jamais alimentée et suffisamment longue pour que toute émission issue des sections actives vers ce côté soit entièrement absorbée avant d'atteindre la facette de sortie. Cette méthode est dérivée de la méthode des contacts segmentés de Blood et al. [Blood2003] qui utilise seulement deux sections actives et une passive. Celle-ci cependant, ne permet pas de prendre en compte l'émission spontanée non-guidée, ce qui ne pose pas de problème dans le cas où le gain est élevé comme pour le cas des puits quantiques. En revanche, pour le cas des fils et boîtes quantiques, l'erreur induite n'est peut-être pas négligeable compte tenu du gain plus faible qu'ils procurent. L'utilisation de la méthode de Xin et al. prend justement en compte l'émission spontanée non-guidée, ce qui justifie son emploi ici.

Lorsqu'un courant électrique est injecté dans l'amplificateur, une émission optique correspondant à l'émission spontanée amplifiée et à l'émission spontanée non-guidée apparaît. La relation liant ces deux grandeurs avec l'émission totale est donnée ci-dessous.

$$I = I_{ASE} + I_{leak} \quad 4 - 9$$

- I : émission optique en sortie d'amplificateur
- I_{ASE} : émission spontanée amplifiée (Amplified Spontaneous Emission : ASE)
- I_{leak} : émission spontanée non-guidée

Le gain et I_{ASE} sont reliés par l'équation suivante :

$$\frac{dI_{ASE}}{dx} = gI_{ASE} + I_{PSE} \quad 4 - 10$$

- g : gain
- I_{PSE} : émission spontanée pure (Pure Spontaneous Emission : PSE)

La résolution de l'équation différentielle mène à l'équation suivante en considérant que $I_{ASE}=0$ quand $x=0$:

$$I_{ASE} = \frac{I_{PSE}}{g} (e^{g \cdot x} - 1) \quad 4 - 11$$

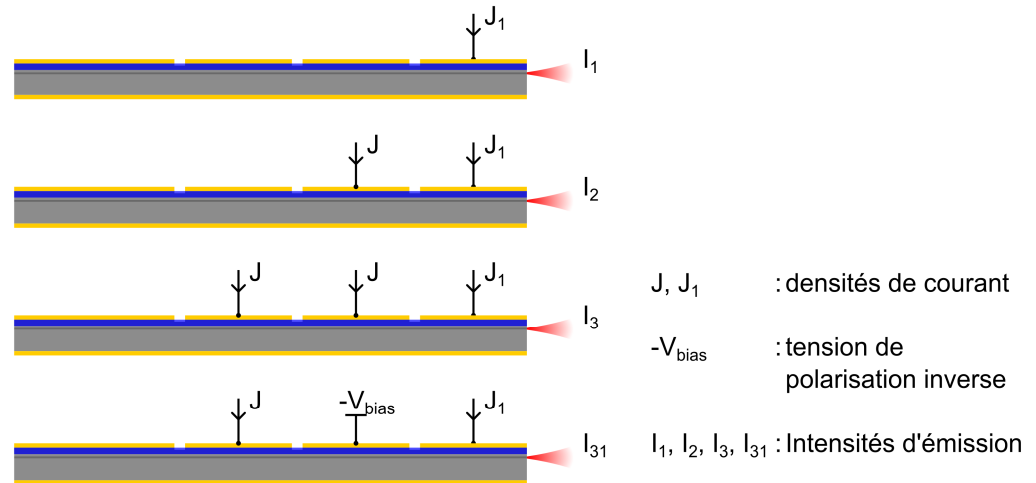


Figure 4 - 25 : Conditions de pompage des SOA pour les mesures de I_1 , I_2 , I_3 et I_{31}

La méthode des contacts segmentés consiste à mesurer I dans trois configurations de pompage des SOA pour déterminer g (figure 4 - 25). Premièrement, seule la section 1 est pompée avec une densité de courant notée J_1 . L'intensité optique mesurée est notée I_1 . Ensuite en conservant J_1 sur la section 1, et en pompant la section 2 avec une densité de courant notée J , l'intensité optique I_2 est mesurée. Enfin, I_3 est mesurée en conservant J_1 sur la section 1, J sur

la section 2 et en pompant également la section 3 avec J. L'absorption totale α peut être déterminée avec la mesure de I_{31} lorsque la section 1 est pompée avec J_1 , la section 2 avec une tension inverse $-V_{\text{bias}}$ et la section 3 avec J.

En utilisant les relations 4 - 9 et 4 - 11, I_1 , I_2 , I_3 et I_{31} sont exprimées comme suit :

$$I_1 = \frac{I_{PSE_1}}{g_1} (e^{g_1 L} - 1) + I_{\text{leak}_1} \quad 4 - 12$$

$$I_2 = \frac{I_{PSE}}{g} e^{g_1 L} (e^{g L} - 1) + \frac{I_{PSE_1}}{g_1} (e^{g_1 L} - 1) + I_{\text{leak}_2} \quad 4 - 13$$

$$I_3 = \frac{I_{PSE}}{g} e^{g_1 L} (e^{2g L} - 1) + \frac{I_{PSE_1}}{g_1} (e^{g_1 L} - 1) + I_{\text{leak}_3} \quad 4 - 14$$

$$I_{31} = \frac{I_{PSE}}{g} (e^{g \cdot L} - 1) e^{(g_1 - \alpha) \cdot L} + \frac{I_{PSE}}{g_1} e^{g_1 \cdot L} - \frac{I_{PSE}}{g_1} + I_{\text{leak}} \quad 4 - 15$$

g , I_{PSE} , g_1 et I_{PSE_1} correspondent au gain modal et à l'intensité d'émission spontanée pure respectivement d'une section donnée pour les densités de courant de pompage J et J_1 respectivement. L'émission spontanée non-guidée est majoritairement produite par la section 1 car celle générée par les sections 2 et 3, pour ce qui est dans la direction du guide, est en grande partie absorbée avant d'atteindre la facette de sortie. De ce fait, cette grandeur peut être considérée égale dans les trois configurations de pompage.

$$I_{\text{leak}} = I_{\text{leak}_1} \approx I_{\text{leak}_2} \approx I_{\text{leak}_3} \quad 4 - 16$$

En utilisant les relations 4 - 12 à 4 - 15 et la simplification 4 - 16, g et α s'expriment comme suit :

$$g = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{I_3 - I_1}{I_2 - I_1} - 1 \right) \quad 4 - 17$$

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{I_2 - I_1}{I_{31} - I_1} \right) \quad 4 - 18$$

Les mesures des grandeurs I_n des relations 4 - 17 et 4 - 18 sont directement réalisées à l'analyseur de spectre optique, ce qui permet d'avoir la dépendance du gain et de l'absorption totale avec la longueur d'onde. Ces mesures sont également réalisées à différentes densités de courant afin d'obtenir la dépendance du gain avec la densité de courant.

4.7.2 Mesures dans les amplificateurs à boîtes quantiques

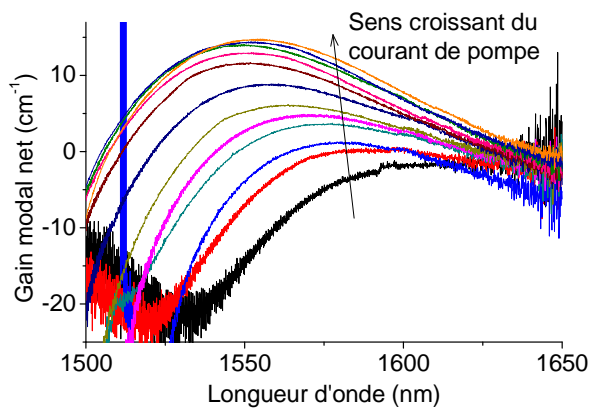


Figure 4 - 26 : Spectres de gain des SOA à boîtes quantiques (193, 385, 578, 770, 963, 1155, 1925, 2888, 3850, 4813, 5775, 7700 A.cm⁻²)

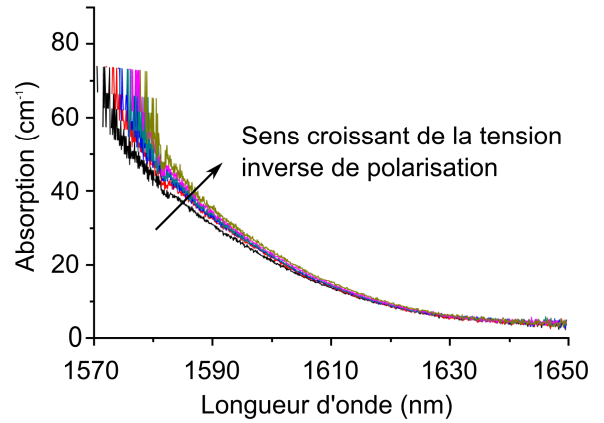


Figure 4 - 27 : Spectres d'absorption pour des tensions de polarisations de 0 à -5 V dans les SOA à boîtes quantiques

4.7.3 Mesures dans les amplificateurs à fils quantiques

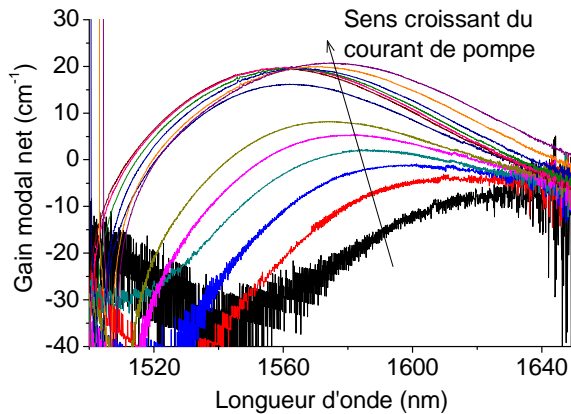


Figure 4 - 28 : Spectres de gain des SOA à fils quantiques (238, 476, 714, 952, 1190, 1428, 2380, 3570, 4760, 5950, 7140, 9520, 11900 A.cm⁻²)

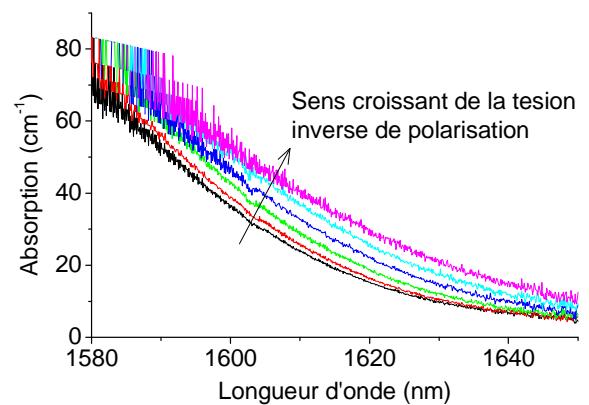


Figure 4 - 29 : spectres d'absorption pour des tensions de polarisations de 0 à -5 V dans les SOA à fils quantiques

Ces figures permettent d'extraire les données nécessaires pour l'étude théorique présentée dans la partie suivante.

4.8 Etude avec le modèle étendu de Lau

L'équilibre entre le gain et les pertes dans un laser et leurs caractéristiques dynamiques ont un rôle déterminant pour le blocage de modes. Le rapport entre le gain et les pertes peut être contrôlé partiellement dans les lasers à deux sections par le rapport de longueurs entre les sections de gain et d'absorbant. Dans le cas général, le rapport optimal est déterminé

expérimentalement en réalisant une série de lasers avec différents rapports et en sélectionnant ceux qui présentent les meilleures performances. Le modèle présenté ici permet de déterminer par le calcul, la longueur minimale nécessaire de la section absorbante, à partir des données de gain et de pertes relatives aux structures épitaxiales, pour obtenir le blocage de modes.

Le critère de base imposé par le régime de blocage de modes passif est que l'énergie de saturation de l'absorbant saturable soit plus faible que celle de la zone active [Vasilev1995].

Cette condition se traduit par :

$$\frac{E_{sat,g}}{E_{sat,abs}} = \frac{h\nu A / G_g}{h\nu A / G_a} = \frac{G_a}{G_g} > 1 \quad 4 - 19$$

- $E_{sat,g/abs}$: énergie de saturation de la section active/absorbante (eV)
- h : constante de Planck (eV.s)
- ν : fréquence d'oscillation du champ électrique (Hz)
- A : aire de la section du mode optique (cm²)
- $G_{g/a}$: gain/absorption différentiel par rapport au nombre de porteurs (cm⁻¹.porteur⁻¹)

Ce critère correspond au cas du blocage de modes passif avec un absorbant saturable lent dont la dynamique est représentée de façon schématisée sur la figure 4 - 30.

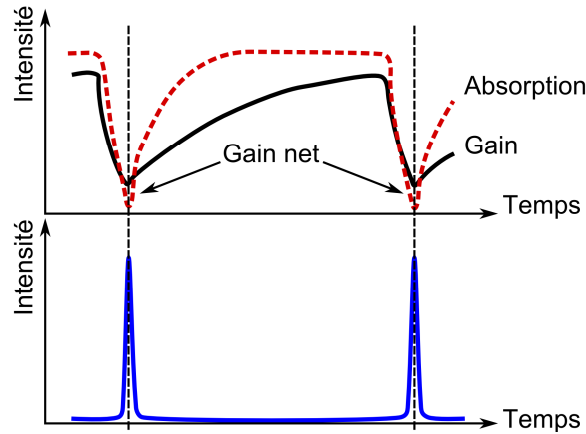


Figure 4 - 30 : Evolution temporelle du gain, de l'absorption et de l'intensité du champ électrique

La figure 4 - 30 permet de constater que tel qu'indiqué dans le chapitre 1, la saturation de l'absorption doit bien se produire avant celle du gain pour avoir un gain net positif et ainsi donner lieu à l'émission laser. Ce critère n'est toutefois pas suffisamment rigoureux pour une étude théorique. En effet, celui-ci ne prend pas en compte la valeur du gain absolu au seuil. Celle-ci est importante car si cette valeur est trop élevée, la zone de non-linéarité risque d'être

facilement atteinte et le blocage de modes ne sera jamais initié. Le modèle de Lau et Palaski [Lau1990], [Palaski1991] en revanche prend bien cet aspect en compte.

4.8.1 Modèle de Lau

Le modèle de base est dérivé à partir de l'organigramme présenté sur la figure 4 - 31 et représenté sur le diagramme du phaseur présenté sur la figure 4 - 32 pour localiser les régimes de fonctionnement du laser.

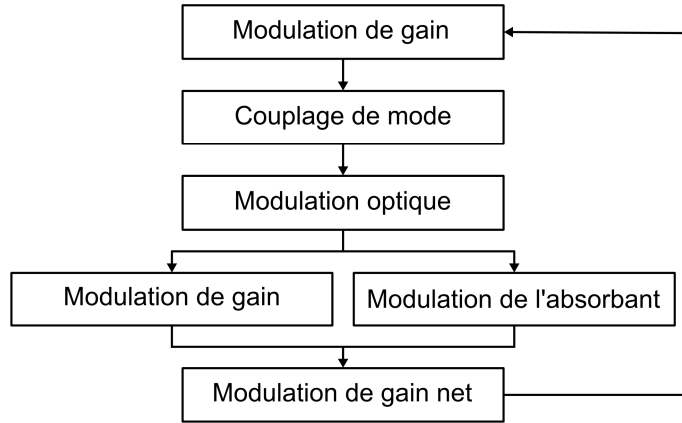


Figure 4 - 31 : Analyse du processus de blocage de modes passif [Lau1990]

La modulation optique dans l'organigramme est représentée par :

$$se^{(i*2\pi ft)} \quad 4 - 20$$

- s : amplitude réelle de l'oscillation
- f : fréquence des impulsions
- t : temps

Cette modulation s'applique au gain et à l'absorption, dont la différence donne le gain net tel que :

$$g_{net} = \left(\underbrace{\frac{-G_g g}{if + 1/T_g}}_{\text{Modulation de gain}} - \underbrace{\frac{-G_a a}{if + 1/T_a}}_{\text{Modulation d'absorption}} \right) se^{i*2\pi ft} = \hat{g}_{net} e^{i*2\pi ft} \quad 4 - 21$$

$$\frac{1}{T_g} = \frac{1}{\tau_g} + G_g S \quad \frac{1}{T_a} = \frac{1}{\tau_a} + G_a S \quad 4 - 22$$

$$G_g = v_g \frac{dg}{dn_p} \quad G_a = v_g \frac{da}{dn_p} = v_g \frac{dg}{dn_p} \Big|_{g=0} \quad 4 - 23$$

$$s = 2S \quad 4 - 24$$

$$S = \frac{1}{\alpha_m v_g h \nu} * \frac{\Gamma P}{wdL} \quad 4 - 25$$

Condition de seuil de l'émission laser :

$$g - a = g_{th} > 0 \quad 4 - 26$$

- g_{net} : gain net
- g, a : gain du laser pendant l'émission et absorption faible signal respectivement
- g_{th} : gain au seuil
- G_g, G_a : gain et absorption différentiels respectivement
- $1/T_g, 1/T_a$: taux effectifs de recombinaison des porteurs dans les sections de gain et d'absorbant respectivement
- $1/\tau_g, 1/\tau_a$: taux de recombinaison spontanée des porteurs dans les sections de gain et d'absorbant respectivement
- s : amplitude d'oscillation
- S : densité moyenne de photons dans la cavité
- $G_g S, G_a S$: taux d'émission stimulée dans les sections de gain et d'absorbant respectivement
- v_g : vitesse de groupe dans la cavité
- n_p : densité de photons
- α_m : pertes miroir
- h : constante de Planck
- ν : fréquence de l'onde
- Γ : facteur de confinement
- P : puissance pic des impulsions
- w : largeur du guide d'onde
- d : hauteur du guide d'onde
- L : longueur de la cavité laser

Le diagramme du phaseur est une représentation sur le plan complexe des modulations de gain et d'absorption impliquées dans g_{net} (figure 4 - 32).

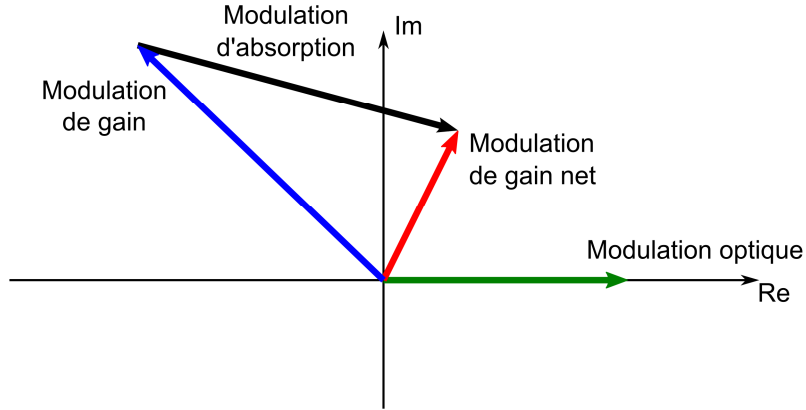


Figure 4 - 32 : Diagramme du phaseur

Afin que le blocage de modes prenne place dans une diode laser, le critère de Lau [Lau1990] indique que le vecteur représentant la modulation du gain net doit se trouver dans le demi-plan des réels positifs. Ceci signifie que la modulation de gain net doit être en phase à $\pm\pi/2$ près avec la modulation optique de façon à ce que l'amplitude soit d'avantage prononcée. Ce modèle ne s'applique cependant, que sur des structures laser dont le gain et l'absorption sont répartis de façon uniforme dans la cavité et ne prend pas en compte les pertes internes. Les lasers à deux sections nécessitent la version étendue du model de Lau.

4.8.2 Modèle étendu de Lau

Afin d'utiliser le modèle de Lau pour les lasers à deux sections Lin et al. [Lin2009-10] ont proposé une extension en intégrant les modulations de gain et d'absorption sur les longueurs des sections de gain et d'absorption respectivement et en prenant en compte les pertes internes.

$$g_{net} = \left(\frac{-G_g g L_g}{if + 1/T_g} - \frac{-G_a a L_a}{if + 1/T_a} \right) \frac{se^{i*2\pi f t}}{L} = \hat{g}_{net} e^{i*2\pi f t} \quad 4 - 27$$

Condition de seuil de l'émission laser :

$$g L_g = a L_a + (\alpha_m + \alpha_i) L \quad 4 - 28$$

- L_g, L_a : longueurs des sections de gain et d'absorbant respectivement
- α_i : pertes internes

En prenant en compte l'existence des pertes internes, le critère impose que la partie réelle de \hat{g}_{net} soit supérieure aux pertes internes pour que le blocage de modes soit obtenu. Ce critère s'écrit comme suit :

$$\Re(\hat{g}_{net}) > 0 \quad \equiv \quad \left(\frac{-G_g g L_g}{T_g \left(\frac{1}{T_g^2} + f^2 \right)} + \frac{G_a a L_a}{T_a \left(\frac{1}{T_a^2} + f^2 \right)} \right) \frac{s}{L} > \alpha_i \quad 4 - 29$$

Lorsque le blocage de modes prend place, $f=f_{ML}$ avec f_{ML} la fréquence des impulsions du signal à modes bloqués :

$$f_{ML} = \frac{c}{2nL} \quad 4 - 30$$

- c : vitesse de la lumière dans le vide
- n : indice du milieu composant la cavité laser

Le critère 4 - 29 se simplifie en prenant en compte les ordres de grandeurs réels des taux effectifs de relaxation et de la fréquence f lors du blocage de mode. En effet, le taux d'émission spontanée est négligeable devant le taux d'émission stimulée qui lui est négligeable devant f_{ML} :

$$\frac{1}{\tau_{g,a}} \ll G_{g,a} S \ll f_{ML} \quad 4 - 31$$

Compte tenu de 4 - 22, 4 - 30 et 4 - 31 :

$$\left(\frac{1}{T_{g,a}} \right)^2 \ll f_{ML}^2 \quad 4 - 32$$

4 - 29 devient alors :

$$\left(\frac{-G_g g L_g}{T_g f_{ML}^2} + \frac{G_a a L_a}{T_a f_{ML}^2} \right) \frac{s}{L} > \alpha_i \quad 4 - 33$$

D'après 4 - 22 et 4 - 31 :

$$\frac{1}{T_{g,a}} \approx G_{g,a} S \quad 4 - 34$$

Ainsi 4 - 29 se simplifie encore :

$$\left(-G_g^2 g \frac{L_g}{L} + G_a^2 a \frac{L_a}{L} \right) \frac{S^2}{2f_{ML}^2} > \alpha_i \quad 4 - 35$$

En utilisant les expressions 4 - 23, 4 - 25 et 4 - 30 de $G_{a,g}$, S et f_{ML} respectivement :

$$\left(-\left(\frac{dg}{dn} \right)^2 g \frac{L_g}{L} + \left(\frac{da}{dn} \right)^2 a \frac{L_a}{L} \right) > \frac{\alpha_i}{2L} \left(\alpha_m v_g \frac{wdL}{\Gamma P} h\nu \right)^2 \quad 4 - 36$$

Or dans cette expression la densité de puissance pic $\Gamma P/wdL$ est en général tellement élevée que le membre de droite de l'inéquation peut être négligé (ordre de grandeur : 10^{-24} avec une puissance crête de 1 W).

Le gain et l'absorption différentiels doivent être mesurés par rapport à la densité de photons, or cette grandeur est difficilement mesurable. En pratique, le gain différentiel est déterminé à partir de la dérivée du gain et par rapport à la densité de courant J . L'absorption différentielle est considérée égale au gain différentiel au niveau de la transparence, autrement dit lorsque le gain est nul.

$$\frac{dg}{dn} = \frac{qd}{\eta_i \tau} \frac{dg}{dJ} \quad \text{et} \quad \frac{da}{dJ} \approx \left. \frac{dg}{dJ} \right|_{g=0} \quad 4 - 37$$

D'où la forme finale de 4 - 29 avec en plus le remplacement de L_g par $L-L_a$:

$$\frac{aL_a}{g(L-L_a)} > \left(\frac{G_g}{G_a} \right)^2 = \left(\frac{\frac{dg}{dJ}}{\left. \frac{dg}{dJ} \right|_{g=0}} \right)^2 \quad 4 - 38$$

Ainsi, ce modèle permet de déterminer la longueur minimale de la section absorbante afin d'obtenir le blocage de modes. L_a est la seule variable définissant la géométrie du laser. Il est probable, en raison de l'inhomogénéité des structures épitaxiales, que les mesures réalisées sur les amplificateurs ne soient pas fidèles aux conditions réelles dans les lasers. Pour ces conditions d'imprécisions Lin et al. [Lin2009-01] suggèrent que l'inéquation 4 - 38 soit vérifiée avec un coefficient de précaution de 10, ce qui mène à l'expression suivante qui est celle utilisée pour la suite.

$$\frac{aL_a}{g(L-L_a)} > 10 \left(\frac{G_g}{G_a} \right)^2 = 10 \left(\frac{\frac{dg}{dJ}}{\left. \frac{dg}{dJ} \right|_{g=0}} \right)^2 \quad 4 - 39$$

4.8.3 Application du modèle

Le calcul est effectué ici pour les deux types de lasers de même longueur de 4 mm.

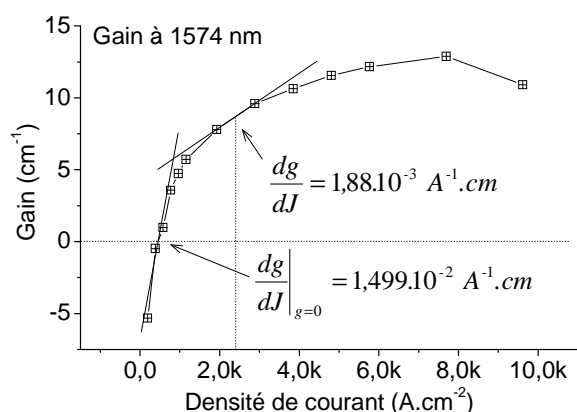


Figure 4 - 33 : Gain modal à 1574 nm dans les SOA à boîtes quantiques

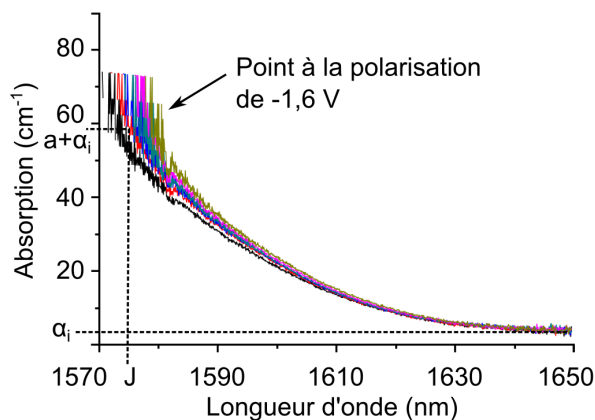


Figure 4 - 34 : Indication des pertes sur les spectres d'absorption des SOA à boîtes quantiques

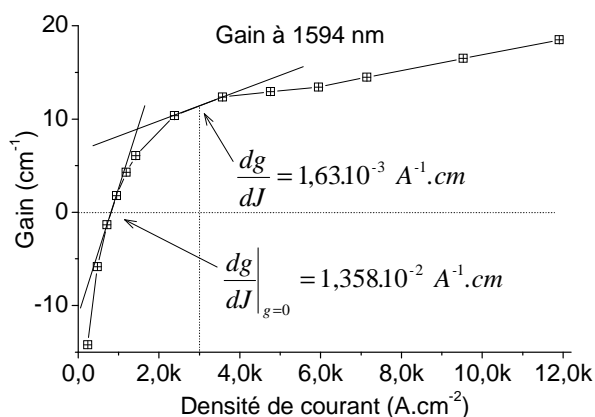


Figure 4 - 35 : Gain modal à 1594 nm dans les SOA à fils quantiques

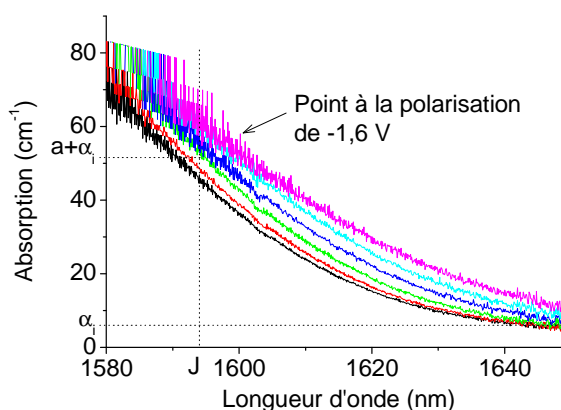


Figure 4 - 36 : Indication des pertes sur les spectres d'absorption des SOA à fils quantiques

Les paramètres sont extraits à partir des conditions de fonctionnement utilisées précédemment pour le laser à fils quantiques, soit, un courant de 250 mA et une tension de polarisation de -1,6 V. Les pertes internes α_i du guide optique sont déterminées loin du gap d'absorption de la zone active. Comme indiqué sur les figures d'absorption ci-dessus, il s'agit de la limite vers les grandes longueurs d'onde.

Paramètre	Valeur		Unités
	Boîtes quantiques	Fils quantiques	
I	250	250	mA
w	2,6	2,1	μm
J	2400	3000	A.cm ⁻²

λ	1574	1594	nm
L	4000	4000	μm
g	8,6	11,3	cm^{-1}
a	40	50	cm^{-1}
$\frac{dg}{dJ}$	$1,9.10^{-3}$	$1,6.10^{-3}$	$\text{A}^{-1}.\text{cm}$
$\left. \frac{dg}{dJ} \right _{g=0}$	$1,50.10^{-2}$	$1,36.10^{-2}$	$\text{A}^{-1}.\text{cm}$
L_{a_min} (Relation 4 - 39)	131 (3,3%)	126 (3,2%)	μm

Tableau 4 - 5 : Valeurs des paramètres pour le calcul de la longueur minimale de la section absorbante pour le blocage de modes de lasers de 4 mm à boîtes et à fils quantiques

Le laser à fils quantiques de 4 mm dont la caractérisation est présentée dans ce chapitre, a une longueur relative de section absorbante de 3,1%, donc proche de la valeur déterminée avec le model étendu de Lau. Il est cependant difficile de conclure quand à la fiabilité du modèle dans ces circonstances. En effet, pour le cas des lasers à fils quantiques les mesures ont révélé un caractère de très fort « chirp ». Les impulsions étant peut-être plus longues que la cavité donc de faible puissance crête, il serait nécessaire de déterminer tout d'abord le mécanisme précis ayant lieu au sein de ces lasers. Si le mécanisme énoncé par H. A. Haus [Haus1975], impliquant la saturation de l'absorption avant celle du gain pour la création du front montant des impulsions, n'a pas lieu dans ces lasers, ce modèle sort alors de son cadre de validité.

Pour le cas des lasers à boîtes quantiques, compte tenu de la bifurcation du pic d'émission optique observée, ce modèle n'est pas applicable sans des études complémentaires. En effet, ce modèle implique une stabilité en longueur d'onde puisque la courbe de gain utilisée pour le calcul des gains différentiels est établie pour une longueur d'onde unique. Le gain et l'absorption présentent une forte variation autour du gap en fonction de la longueur d'onde.

4.9 Conclusion

Ce chapitre a été consacré aux travaux de caractérisation des lasers à blocage de modes et des amplificateurs optiques réalisés à DTU Fotonik à partir de structures à fils et à boîtes quantiques élaborées à l'INSA de Rennes. Les lasers à boîtes quantiques ont présenté un comportement instable caractérisé par des bifurcations du pic d'émission optique dépendant du courant d'injection. Une hypothèse impliquant l'existence de différents groupes de boîtes

quantiques et une émission laser imposée par les groupes ayant les rendements les plus élevés a été avancée.

Les lasers à fils quantiques ont présenté une émission à modes bloqués à 10,6 GHz à 1,59 μm . Les impulsions émises sont cependant significativement « chirpées ». En effet, une fibre optique monomode standard de 545 m a été nécessaire pour compenser la dispersion et atteindre la plus courte durée d'environ une picoseconde. Ceci représente 10,8 ps.nm⁻¹ de dispersion totale, avec une largeur spectrale de 7,2 nm, ce qui signifie que la durée des impulsions avant compression est plus élevée que le temps nécessaire à la lumière pour traverser la cavité dans sa totalité. La raison de ce fort « chirp » est encore indéterminée.

Une mesure de bruit sur ce laser a permis de constater que le niveau de bruit était 30 fois inférieur à des résultats sur des lasers à un seul puits quantique publiés dans la littérature. Cette performance est attribuée aux effets de la réduction de la dimensionnalité de la zone active et également à la qualité de la structure épitaxiale.

Un laser à fils quantiques à blocage de modes à 41 GHz et à 1,58 μm a également été réalisé. Celui-ci présente cette même caractéristique de « chirp » que le laser précédent. Les impulsions sont visibles à l'autocorrélateur sans utiliser de fibre optique de compensation, cependant leur durée à mi-hauteur semble être d'environ 18 ps alors que la période du train d'impulsions est de 25 ps. La durée des impulsions en limite de Fourier est de 480 fs, la longueur de fibre SMF nécessaire pour atteindre cette durée a été évaluée à 115 m.

Enfin une étude théorique permettant de déterminer la géométrie nécessaire d'un laser à deux sections pour le blocage de modes a été menée. Celle-ci, à partir des mesures de gain et d'absorption permet de calculer le rapport de longueur minimum entre la section de gain et la section d'absorption nécessaire pour initier le blocage de modes.

Conclusion générale

Ce travail de thèse a été consacré à la fabrication et à l'étude de lasers à deux sections à blocage de modes passif à base de fils et de boîtes quantiques InAs sur substrat InP, émettant dans la gamme des longueurs d'onde pour les télécommunications longue distance. La qualité de ces structures est un élément déterminant pour atteindre ce but. Cette qualité est caractérisée par des critères qui ont une conséquence directe sur le gain des structures. Les structures élaborées à l'INSA de Rennes ont justement fait preuve d'un gain élevé pour les boîtes quantiques [Homeyer2007-06], [Homeyer2007-10] et plus récemment pour les fils quantiques [Zhou2009-01].

Les lasers utilisés pour les télécommunications optiques doivent présenter un faisceau d'émission monomode latéralement. Cette caractéristique requiert un procédé de fabrication long et délicat car ces lasers nécessitent un guide optique de largeur inférieure à environ 10 μm au sein de la cavité contenant la zone active. Dans un premier temps, le travail a donc consisté à développer la technologie nécessaire à la fabrication de ces lasers monomodes. A cet effet, un jeu de masques a été réalisé et le procédé a abouti à des lasers à guide monomode de largeur variant de 3 μm à 8 μm et fonctionnels sous injection de courant impulsionnel. La qualité monomode de l'émission a été vérifiée par la mesure du profil du mode optique. [Dontabactouny2010-06], [Batté2010]

Ensuite en collaboration avec le laboratoire DTU Fotonik au Danemark, au sein du réseau d'excellence européen ePIXnet des lasers et des amplificateurs optiques multisections ont été fabriqués sur des structures à fils et boîtes quantiques élaborées à l'INSA de Rennes. Les lasers fabriqués sont fonctionnels sous injection continue. Les lasers à boîtes quantiques ont présenté une instabilité de la longueur d'onde d'émission en dépendance avec le courant d'injection. En effet, au seuil de l'émission laser, le spectre présente un pic unique, et lorsque le courant augmente, ce pic se divise en deux parties se séparant rapidement. En effet, la distance séparant les deux pics, varie fortement et atteint une valeur d'environ 20 nm pour une variation de courant de 100 mA. Une hypothèse impliquant l'émission par des groupes de boîtes quantiques caractérisées par leur taille a été avancée.

Les lasers à fils quantiques ont fonctionné en régime de blocage de modes passif à 10,6 GHz et à 41 GHz grâce à l'utilisation d'une section du laser comme absorbant saturable. Cependant l'observation de ce régime n'a pas été immédiate. En effet, lors de la mesure de l'émission à l'autocorrélateur à travers un amplificateur à fibre optique, aucun train d'impulsions n'a pu être détecté. L'utilisation d'un filtre optique a aidé à révéler la nature impulsionnelle du régime d'émission et a permis d'avancer l'hypothèse d'impulsions très « chirpées ». Ceci a effectivement été vérifié avec l'utilisation de fibres optiques pour compenser la dispersion. Ainsi, pour le laser fonctionnant à 10,6 GHz, une longueur de 545 m de fibre optique monomode standard a été nécessaire pour obtenir des impulsions d'une picoseconde de durée, ce qui indique que les impulsions au sein de la cavité sont probablement aussi longues que la cavité. [Dontabactouny2010-04] De tels résultats ont déjà été observés par Heck et al. à Eindhoven. La raison de ce comportement n'a pas encore été déterminée.

Enfin, les amplificateurs optiques réalisés durant ce travail ont permis de mesurer le gain et les pertes des structures à fils et boîtes quantiques. Ces résultats ont été exploités dans le cadre d'une étude théorique pour déterminer le pourcentage minimal de longueur nécessaire pour obtenir le blocage de modes.

La poursuite de ce travail de thèse peut se dérouler suivant plusieurs axes. En effet, le fonctionnement du blocage de modes dans le laser peut être analysé en utilisant un modèle dynamique qui permettra de comprendre les différents régimes et de proposer une explication concernant la durée des impulsions. Il serait également souhaitable de travailler sur l'origine des effets non-linéaires donnant lieu aux bifurcations spectrales dans les lasers à boîtes quantiques. Enfin, un travail avec les équipes en charge de la réalisation des zones actives permettra également de proposer des structures de grande largeur spectrale pouvant émettre plus de puissance. L'utilisation de filtres optiques permettra de sélectionner des domaines spectraux particuliers qui émettront des impulsions à des longueurs d'ondes différentes, contrôlées par le filtre afin de réaliser une source impulsionnelle multicolore avec un composant unique.

Publications

Articles dans des revues internationales

M. Dontabactouny, R. Piron, K. Klaime, N. Chevalier, K. Tavernier, S. Loualiche, A. Le Corre, D. Larsson, C. Rosenberg, E. Semenova, K. Yvind, “10.6 GHz and 41 GHz low threshold and low noise InAs/InP quantum dash two-section mode-locked lasers in L band”, en cours de publication

D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, E. Homeyer, O. Dehaese, T. Batte, M. Gicquel, F. Grillot, K. Tavernier, J. Even, S. Loualiche, “Effect of stack number on the threshold current density and emission wavelength in Quantum Dash/Dot lasers”, *Physica Status Solidi (c)*, 6, 10, 2217, 2009

D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, F. Grillot, E. Homeyer, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, “Low threshold current density InAs quantum dash lasers on InP (100) grown by molecular beam epitaxy”, *Electronic Letters*, 45, 1, 50, 2009

D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, F. Grillot, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, “Low threshold current density of InAs quantum dash laser on InP (100) through optimizing double cap technique”, *Applied Physics Letters*, 94, 81107, 2009

D. Zhou, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, E. Homeyer, M. Dontabactouny, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, “Study of the characteristics of 1.55 μm quantum dash/dot semiconductor lasers on InP substrate”, *Applied Physics Letters*, 93, 161104, 2008

Communications à des conférences internationales

M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, N. Chevalier and S. Loualiche, “10-GHz 1.59 μm quantum dash passively mode-locked two-section lasers”, Paper 7720-44, SPIE Photonics Europe, oral presentation, April 12th - 16th 2010, Brussels, Belgium

M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, N. Chevalier and S. Loualiche, “Monolithic 1.59- μm InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers”, Semiconductor and Integrated OptoElectronics (SIOE), oral presentation, March 29th - 31th 2010, Cardiff, The United Kingdom

R. Piron, M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, F. Grillot, O. Dehaese, N. Chevalier, S. Loualiche, and A. Le Corre, “Monolithic 1.59- μm InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers”, Advances in Molecular Nonlinear Optics: Information Technology and Life Sciences (Amaris), oral presentation, May 24th - 28th 2010, Cachan, France

D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, F. Grillot, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, S. Loualiche, “Low threshold current density of InAs quantum dash laser on InP (100) through optimizing double cap technique”, 15th European Molecular Beam Epitaxy Workshop (Euro MBE), Poster Presentation, March 8th - 11th 2009, Poland

R. Piron, D. Zhou, M. Dontabactouny, O. Dehaese, T. Batte, K. Tavernier, F. Grillot, A. Le Corre, S. Loualiche, “1.55 μm Room-temperature continuous wave operation of InAs/InP (100) quantum dash ridge lasers”, International Workshop on Semiconductor Quantum Dot Devices and Applications (SQDA), poster presentation, July 07th - 08th 2008, Rennes, France

D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, E. Homeyer, O. Dehaese, T. Batte, F. Grillot, K. Tavernier, J. Even, S. Loualiche, “Effect of stack numbers on threshold current density in quantum dash/dot lasers”, Trends in Nanotechnologies Conference (TNT), poster presentation, September 01th - 05th 2008, Oviedo, Spain

D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, E. Homeyer, O. Dehaese, T. Batte, F. Grillot, K. Tavernier, J. Even, S. Loualiche, “Quantum dash and quantum dot lasers on InP for 1.55 μm optical telecommunications: effect of stack numbers on threshold current density”, International Workshop on Semiconductor Quantum Dot Devices and Applications (SQDA), oral presentation, July 07th-08th 2008, Rennes, France

D. Zhou, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, E. Homeyer, M. Dontabactouny, T. Batte, K. Tavernier, J. Even and S. Loualiche, “Effect of stack number on the threshold current density in quantum dash/dot lasers”, The 20th Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), poster presentation, May 25th-29th 2008, Versailles, France

Communications à des conférences nationales et locales

T. Batté, C. Levallois, O. Dehaese, F. Grillot, A. Maalouf, M. Dontabactouny, R. Piron, K. Tavernier, K. Klaime, A. Shuaib, P. Rochard, “Caractérisation d’un dépôt multicouches diélectriques par pulvérisation cathodique – application à la réalisation de lasers monomodes à nanostructures quantiques”, Journées Nationales d’Optique Guidée (JNOG), poster presentation, October 20th-22th 2010, Besançon, France

M. Dontabactouny, “Réalisation de lasers monomodes à fils quantiques émettant à 1,55 μm ”, Forum MMS (Mesure, Modélisation, et Simulation) 1^{ère} journée scientifique jeunes chercheurs, oral and poster presentations, INSA de Rennes, June 24th 2010, Rennes, France

Bibliographie

- [Alghoraibi2006] I. Alghoraibi, L. Joulaud, C. Paranthoën, A. Le Corre, O. Dehaese, N. Bertru, H. Folliot, P. Caroff, and S. Loualiche, “InAs self-assembled quantum dot and quantum dash lasers on InP for 1.55 μm optical telecommunications”, Information and Communication Technologies: from Theory to Applications (ICTTA), 2, 2085, April 24th - 28th 2006, Damascus, Syria, (2006)
- [Arakawa1982] Y. Arakawa, and H. Sakaki, “Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current”, Applied Physics Letters, 40, 11, 939, (1982)
- [Asada1986] M. Asada, K. Miyamoto, and Y. Suematsu, “Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers”, IEEE Journal of Quantum Electronics, 22, 9, 1915, (1986)
- [Asryan1997] L. V. Asryan, R. A. Suris, “Characteristic temperature of quantum dot laser” Electronics Letters, 33, 22, 1871, (1997)
- [Basov1954] N. G. Basov and A. M. Prokhorov, “Applications of molecular beams to radio spectroscopic studies of rotation spectra of molecules”, Journal of Experimental and Theoretical Physics, (USSR), 27, 431, (1954)
- [Batté2010] T. Batté, C. Levallois, O. Dehaese, F. Grillot, A. Maalouf, M. Dontabactouny, R. Piron, K. Tavernier, K. Klaime, A. Shuaib, P. Rochard, “Caractérisation d’un dépôt multicouches diélectriques par pulvérisation cathodique – application a la réalisation de lasers monomodes a nanostructures quantiques”, Journées Nationales d’Optique Guidée (JNOG), poster presentation, October 20th - 22th 2010, Besançon, France, (2010)
- [Bayer2002] M. Bayer, and A. Forchel, “Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{GaAs}$ self-assembled quantum dots”, Physical Review B, 65, 041308(R), (2002)
- [Berg2003] T. W. Berg, and J. Mørk, “Quantum dot amplifiers with high output power and low noise”, Applied Physics Letters, 82, 18, 3083, (2003)

- [Bierwagen2005] O. Bierwagen, and W. T. Masselink, "Self-organized growth of InAs quantum wires and dots on InP(001): The role of vicinal substrates", *Applied Physics Letters*, 86, 113110, (2005)
- [Blood2003] P. Blood, G. M. Lewis, P. M. Snowton, H. Summers, J. Thomson, and J. Lutti, "Characterization of Semiconductor Laser Gain Media by the Segmented Contact Method", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9, 5, 1975 (2003)
- [Boyd1992] R. W. Boyd, "Nonlinear optics", Academic Press, San Diego, CA, (1992)
- [Caroff2005-08] P. Caroff, N. Bertru, A. Le Corre, O. Dehaese, T. Rohel, I. Alghoraibi, H. Folliot and S. Loualiche, "Achievement of High Density InAs Quantum Dots on InP (311)B Substrate Emitting at 1.55 μm ", *Japanese Journal of Applied Physics*, 44, L1069, (2005)
- [Caroff2005-10] P. Caroff, N. Bertru, C. Platz, O. Dehaese, A. Le Corre, S. Loualiche, "Emission wavelength control of InAs quantum dots in a GaInAsP matrix grown on InP(311)B substrates", *Journal of Crystal Growth*, 273, 3-4, 357, (2005)
- [Caroff-Thèse] P. Caroff Goanac'h, "Croissance de boîtes quantiques InAs/InP(113)B pour les applications en télécommunications optiques", thèse de doctorat à l'INSA de Rennes (2005)
- [Chen1991] Y. K. Chen, M. C. Wu, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. A. Chin, "Subpicosecond monolithic colliding-pulse mode-locked multiple quantum well lasers", *Applied Physics Letters*, 58, 12, 1253, (1991)
- [Chen2002] Y.-C. Chen, N. R. Raravikar, L. S. Schadler, and P. M. Ajayan, Y.-P. Zhao, T.-M. Lu, G.-C. Wang, and X.-C. Zhang, "Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm ", *Applied Physics Letters*, 81, 6, 975, (2002)
- [Coburn1979] J. W. Coburn, and H. F. Winters, "Ion- and electron-assisted gas-surface chemistry-An important effect in plasma etching", *Applied Physics Letters*, 50, 5, 3189, (1979)
- [Cornet-Thèse] C. Cornet, "Propriétés électroniques, optiques et dynamiques de boîtes quantiques auto-organisées et couplées sur substrat InP", thèse de doctorat à l'INSA de Rennes (2006)
- [Corning2002] Corning[®] SMF-28[™] Optical Fiber, Product information, (2002)
- [Cho1975] A. Y. Cho, J. R. Arthur, *Progress in solid state chemistry*, 10 157 (1975)

- [De Maria1966] A. J. De Maria, D. A. Stetser, and H. Heynau, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers", *Applied Physics Letters*, 8, 7, 174, (1966)
- [Delfyett1995] P. Delfyett, "Compact sources of ultrashort pulses", Irl N Dubling, Cambridge University press, (1995), ISBN 0-521-46192-8
- [DeLong1994] K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, and W. E. White, "Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation", *Journal of Optical Society of America B*, (JOSA B), 11, 11, 2206, (1994)
- [Dontabactouny2007] M. Dontabactouny, "Etude d'absorbants saturables à base de nanotubes de carbone pour la mise au point d'un laser à fibre impulsif énergétique", Rapport de stage de Master, CORIA, CNRS UMR6614, (2007)
- [Dontabactouny20..] M. Dontabactouny, R.Piron, K. Klaime, N. Chevalier, K. Tavernier, S. Loualiche, A. Le Corre, D. Larsson, C. Rosenberg, E. Semenova, K. Yvind, "10.6 GHz and 41 GHz low threshold and low noise InAs/InP quantum dash two-section mode-locked lasers in L band", to be submitted
- [Dontabactouny2010-04] M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, N. Chevalier and S. Loualiche, "10-GHz 1.59 μm quantum dash passively mode-locked two-section lasers", Paper 7720-44, SPIE Photonics Europe, oral presentation, April 12th - 16th 2010, Brussels, Belgium, (2010)
- [Dontabactouny2010-06] M. Dontabactouny, "Réalisation de lasers monomodes à fils quantiques émettant à 1,55 μm ", Forum MMS (Mesure, Modélisation, et Simulation) 1^{ère} journée scientifique jeunes chercheurs, oral and poster presentations, INSA de Rennes, June 24th 2010, Rennes, France, (2010)
- [Einstein1917] A. Einstein, "On the quantum theory of radiation", *Physicalische Zeitschrift*, 18,121, (1917)
- [Elias2009] G. Elias, A. Létoublon, R. Piron, I. Alghoraibi, A. Nakkar, N. Chevalier, K. Tavernier, A. Le Corre, N. Bertru, and S. Loualiche, "Achievement of high density InAs/GaInAsP quantum dots on misoriented InP(001) substrates emitting at 1.55 μm ", *Japanese Journal of Applied Physics*, 48, 70204, (2009)
- [Elias-Thèse] G. Elias, "Épitaxie des boîtes quantiques InAs/InP(001) de hautes performances pour les applications laser", thèse de doctorat à l'INSA de Rennes, (2009)

- [Ell2001] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, and B. Luther-Davies, "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:saphir laser", *Optics Letters*, 26, 6, 373, (2001)
- [Fathpour2005] S. Fathpour, Z. Mi and P. Bhattacharya, "High-speed quantum dot lasers", *Journal of Physics D*, 38, 13, 2103, (2005)
- [Feurprier1997] Y. Feurprier, C. Cardinaud, and G. Tuban, "Influence of the gas mixture on the reactive ion etching of InP in CH₄/H₂ plasmas", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, (JVST-B), 15, 5, 1733, (1977)
- [Feurprier1998] Y. Feurprier, C. Cardinaud, and G. Tuban, "X-ray photoelectron spectroscopy damage characterization of reactively ion etched InP in CH₄/H₂ plasmas", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 16, 4, 1823, (1998)
- [Fork1987] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, et C. V. Shank, "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation", *Optics Letters*, 12, 7, 483, (1987)
- [Franke2007] D. Franke, M. Moehrle, J. Boettcher, P. Harde, A. Sigmund, and H. Kuenzel, "Effect of metal organic vapor phase epitaxy growth conditions on emission wavelength stability of 1.55 μ m quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, 91, 81117, (2007)
- [Fréchengues1999] S. Fréchengues, V. Drouot, N. Bertru, B. Lambert, S. Loualiche, A. Le Corre, "Self-organized InAs islands on InP(3 1 1)B substrates emitting around 1.55 μ m", *Journal of Crystal Growth*, 201-202, 1180, (1999)
- [Gammon1998] D. Gammon, "QUANTUM DOTS: The evidence of small things", *Science*, 280, 5361, 225, (1998)
- [Gérard1995] J. M. Richard, "Prospects of high-efficiency quantum boxes obtained by direct epitaxial growth", *Confined electrons and photons: new physics and applications*, North Atlantic Treaty Organization (NATO), 340, 357, (1995)
- [Gérardot2007] F. D. Gérardot, S. Seidl, P. A. Dalgarno, and R. J. Warburton, "Contrast in transmission spectroscopy of a single quantum dot", *Applied Physics Letters*, 90, 221106, (2007)

- [Gordon1955] J. P. Gordon, H. J. Zeiger and C. H. Townes, “The maser – New type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer”, *Physical Review*, 99, 4, 1264, (1955)
- [Gosset2006] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, and A. Ramdane, J. Landreau and F. Lelarge, “Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μm ”, *Applied Physics Letters*, 88, 241105, (2006)
- [Günther1958] G. Günther, *Z. Naturforsch* 13a 1081 (1958)
- [Hall1962] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, “Coherent Light Emission From GaAs Junctions”, *Physical Review Letters*, 9, 9, 366, (1962)
- [Hargrove1964] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, “Locking of HeNe laser modes induced by synchronous intracavity modulation”, *Applied Physics Letters*, 5, 1, 4, (1964)
- [Haus1975-07] H. A. Haus, “Theory of mode locking with a fast saturable absorber”, *Journal of Applied Physics*, 46, 7, 3049, (1975)
- [Haus1975-09] H. A. Haus, “Theory of mode-locking with a slow saturable absorber”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11, 9, 736, (1975)
- [Haus1981] H. A. Haus, “Mode-locking of semiconductor laser diodes”, *Japanese Journal of Applied Physics*, 20, 1007, (1981)
- [Hayashi1969] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, “A low-threshold room-temperature injection laser”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 5, 4, 211, (1969)
- [Heck2007] M. J. R. Heck, E. A. J. M. Bente, B. Smalbrugge, Y.-S. Oei, M. K. Smit, S. Anantathanasarn, and R. Nötzel, “Observation of Q-switching and mode-locking in two-section InAs/InP (100) quantum dot lasers around 1.55 μm ”, *Optics Express*, 15, 25, 16292 (2007)
- [Heck2009] M. J. R. Heck, A. Renault, E. A. J. M. Bente, Y.-S. Oei, M. K. Smit, K. S. E. Eikema, W. Ubachs, S. Anantathanasarn, and R. Nötzel, “Passively mode-locked 4.6 and 10.5 GHz quantum dot laser diodes around 1.55 μm with large operating regime”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15, 3, 634, (2009)

- [Hein2007] S. Hein, V. von Hinten, W. Kaiser, S. Höfling, and A. Forchel, “Dynamic properties of 1,5 μm quantum dash lasers on (100) InP”, *Electronic Letters*, 43, 20, (2007)
- [Ho1978] P.-T. Ho, L. A. Glasser, E. P. Ippen, and H. A. Haus, “Picosecond pulse generation with a CW GaAlAs laser diode”, *Applied Physics Letters*, 33, 3, 241, (1978)
- [Holonyak1962] N. Holonyak, Jr., S. F. Bevacqua, “Coherent (visible) light emission from $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$ junctions”, *Applied Physics Letters*, 1, 4, 82, (1962)
- [Homeyer2007-06] E. Homeyer, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, K. Tavernier, E. Mace, A. Le Corre, and S. Loualiche, “First demonstration of a 1.52 μm RT InAs/InP(311)B laser with an active zone based on a single QD layer”, *IOP Semiconductor Science and Technology*, 22, 827–830, (2007)
- [Homeyer2007-10] E. Homeyer, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, K. Tavernier, E. Macé, J. Even, A. Le Corre, and S. Loualiche, “Demonstration of a low threshold current in 1.54 μm InAs/InP(311)B quantum dot laser with reduced quantum dot stacks”, *Japanese Journal of Applied Physics*, 46, 10A, 6903, (2007)
- [Hu2007] G. Hua, J. Lib, Y. Shib, and J. Shib, “The g–r noise in quantum well semiconductor lasers and its relation with device reliability”, *Optics and Laser Technology*, 39, 1, 165, (2007)
- [Huang2001] X. Huang, A. Stintz, H. Li, L. F. Lester, J. Cheng, K. J. Malloy, “Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers”, *Applied Physics Letters*, 78, 19, 2825, (2001)
- [Huggett1968] G. R. Huggett, “Mode-locking of CW lasers by regenerative RF feedback”, *Applied Physics Letters*, 13, 5, 186, (1968)
- [Huffaker1998] D. L. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, “1.3 μm room-temperature GaAs-based quantum-dot laser”, *Applied Physics Letters*, 73, 18, 2564, (1998)
- [Hung1998] W.-H. Hung, J.-T. Hsieh, H.-L. Hwang, H.-Y. Hwang, and C.-C. Chang, “Surface etching of InP(100) by chlorine”, *Surface Science*, 418, 1, 46, (1998)
- [Ippen1972] E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes, “Passive mode locking of the CW dye laser”, *Applied Physics Letters*, 21, 8, 348, (1972)

- [ITU-T2001] ITU-T, “The control of jitter and wander within the optical transport network (OTN)”, Recommendation G.8251, (2001)
- [Jiang2001] L. A. Jiang, M. E. Grein, H. A. Haus, and E. P. Ippen, “Noise of Mode-Locked Semiconductor Lasers”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7, 2, 159, (2001)
- [Jiang2002] L. A. Jiang, S. T. Wong, M. E. Grein, E. P. Ippen, and H. A. Haus, “Measuring timing jitter with optical cross correlations”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38, 8, 1047, (2002)
- [Kammerer2002] C. Kammerer, G. Cassabois, C. Voisin, M. Perrin, C. Delalande, P. Roussignol, and J. M. Gérard, “Interferometric correlation spectroscopy in single quantum dots”, *Applied Physics Letters*, 81, 15, 2737, (2002)
- [Kane1993] D. J. Kane, and R. Trebino, “Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency resolved optical gating”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29, 2, 571, (1993)
- [Kärtner1995] F. X. Kärtner, L. R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. Calasso, U. Keller, “Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices”, *Optical Engineering*, 34, 7, 2024, (1995)
- [Kärtner1996] F. X. Kärtner, I. D. Jung, and U. Keller, “Soliton mode-locking with saturable absorbers”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2, 3, 540, (1996)
- [Keller1990] U. Keller, W. H. Knox, and H. Roskos, “Coupled-cavity resonant passive mode-locked Ti:sapphire laser”, *Optics Letters*, 15, 23, 1377, (1990)
- [Keller1996] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM’s) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers”, *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2, 3, 435, (1996)
- [Keeler2003] G. A. Keeler, B. E. Nelson, D. Agarwal, C. Debaes, N. C. Helman, A. Bhatnagar, and D. A. B. Miller, “The benefits of ultrashort pulses in optically interconnected systems”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9, 477 (2003)
- [Keudell2000] A. von Keudell, T. Schwarz-Selinger, M. Meier, and W. Jacob, “Direct identification of the synergism between methyl radicals and atomic hydrogen during growth of amorphous hydrogenated carbon films”, *Applied Physics Letters*, 76, 6, 676, (2000)

- [Lau1990] K. Y. Lau, "Narrow-Band Modulation of Semiconductor Lasers at Millimeter Wave Frequencies (> 100 GHz) by Mode Locking", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26, 2, 250, (1990)
- [Lelarge2007] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J. G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, and G. H. Duan, "Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at $1.55\text{ }\mu\text{m}$ ", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13, 1, 111, (2007)
- [Li2008] S. G. Li, Q. Gong, Y. F. Lao, K. He, J. Li, Y. G. Zhang, S. L. Feng, and H. L. Wang, "Room temperature continuous-wave operation of InAs/InP (100) quantum dot lasers grown by gas-source molecular-beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, 93, 111109, (2008)
- [Li2009] S. G. Li, Q. Gong, Y. F. Lao, H. D. Yang, S. Gao, P. Chen, Y. G. Zhang, S. L. Feng, and H. L. Wang, "Two-color quantum dot laser with tunable wavelength gap", *Applied Physics Letters*, 95, 251111, (2009)
- [Liew2005] K. M. Liew, C. H. Wong, X. Q. He, and M. J. Tan, "Thermal stability and multi-walled carbon nanotubes", *Physical Review B*, 71, 075424, (2005)
- [Lin2009-10] C.-Y. Lin, Y.-C. Xin, Y. Li, F. L. Chiragh, and L. F. Lester, "Cavity design and characteristics of monolithic long-wavelength InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers", *Optics Express*, 17, 22, 725, (2009)
- [Lin2009-01] C.-Y. Lin, Y.-C. Xin, N. A. Naderi, F. L. Chiragh, and L. F. Lester, "Monolithic $1.58\text{-}\mu\text{m}$ InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers", *Proceedings of SPIE, Photonics West*, 7211, 721118, (2009)
- [Liu2000] G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, L. F. Lester, and K. J. Malloy, "Ultralow-threshold-current-density quantum dot lasers using the dots-in-a-well (DWELL) structure", *Proceedings of SPIE, Physics and simulation of optoelectronic devices*, 3944, 814, (2000)
- [Liu2006] H. Y. Liu, S. L. Liew, T. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, S. K. Ray, T. L. Choi, K. M. Groom, B. Stevens, F. Hasbullah, C. Y. Jin, M. Hopkinson, and R. A. Hogg, "p-doped $1.3\text{ }\mu\text{m}$ InAs/GaAs quantum-dot laser with a low threshold current density and high differential efficiency", *Applied Physics Letters*, 89, 073113, (2006)

- [Liu2008] J. Liu, Z. Lu, S. Raymond, P. J. Poole, P. J. Barrios, and D. Poitras, “Dual-wavelength 92.5 GHz self-mode-locked InP-based quantum dot laser”, *Optics Letters*, 33, 15, 1702, (2008)
- [Lu2008] Z. G. Lu, J. R. Liu, S. Raymond, P. J. Poole, P. J. Barrios, and D. Poitras, “312-fs pulse generation from a passive C-band InAs/InP quantum dot mode-locked laser”, *Optics Express*, 16, 14, 10835, (2008)
- [Lu2009] Z. G. Lu, J. R. Liu, P. J. Poole, S. Raymond, P. J. Barrios, D. Poitras, G. Pakulski, P. Grant, and D. Roy-Guay, “An L-band monolithic InAs/InP quantum dot mode-locked laser with femtosecond pulses”, *Optics Express*, 17, 16, 13609, (2009)
- [Lugagne Delpon1998] E. Lugagne Delpon, J. L. Oudar, N. Bouché, and R. Raj, “Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells”, *Applied Physics Letters*, 72, 7, 759, (1998)
- [Maile1989] B. E. Maile, A. Forchel, and R. Germann, “Impact of sidewall recombination on the quantum efficiency of dry etched InGaAs/InP semiconductor wires”, *Applied Physics Letters*, 54, 1552, (1989)
- [Maiman1960] T. H. Maimann, “Stimulated optical radiation in ruby”, *Nature*, 187, 4736, 493, (1960)
- [Matsuda2001] K. Matsuda, K. Ikeda, T. Saiki, H. Tsuchiya, H. Saito, and K. Nishi, “Homogeneous linewidth broadening in a $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ single quantum dot at room temperature investigated using a highly sensitive near-field scanning optical microscope”, *Physical Review B*, 63, 121304, (2001)
- [Maxim2004] Maxim integrated products, Application note 3359, AN3359, (2004)
- [Merini2009] L. O. Merini, V. Dimastrodonato, R. J. Young, and E. Pelucchi, “A site-controlled quantum dot system offering both high uniformity and spectral purity”, *Applied Physics Letters*, 94, 223121, (2009)
- [Merghem2008] K. Merghem, A. Akrouit, A. Martinez, G. Moreau, J.-P. Turrenc, F. Lelarge, F. Van Dijk, G.-H. Duan, G. Aubin, and A. Ramdane, “Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser”, *Optics Express*, 16, 14, 10675, (2008)

- [Merghem2009] K. Merghem, A. Akrouit, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, and G.-H. Duan, "Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55 μm ", *Applied Physics Letters*, 94, 021107, (2009)
- [Moore2006] S. A. Moore, L. O'Faolain, M. A. Cattaluna, M. B. Flynn, M. V. Kotlyar, and T. F. Krauss, "Reduced Surface Sidewall Recombination and Diffusion in Quantum-Dot Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, 18, 17, 1861, (2006)
- [Moreau2006] G. Moreau, S. Azouigui, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, and A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, and F. Pommereau "Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/ InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55 μm ", *Applied Physics Letters*, 89, 241123, (2006)
- [Morton1990] P. A. Morton, and J. E. Bowers, "Monolithic hybrid mode-locked 1.3 μm semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, 56, 2, 111, (1990)
- [Nakkar-Thèse] A. H. Nakkar, "Etude des propriétés optiques de boîtes quantiques InAs/InP (113)B pour des applications lasers", thèse de doctorat à l'INSA de Rennes, (2009)
- [Nathan1962] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions", *Applied Physics Letters*, 1, 3, 62, (1962)
- [Nadtocheev1989] V. E. Nadtocheevand, O. E. Naniï, "Use of traveling acoustic waves for mode locking in lasers", *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 19, 11, 1435, (1989)
- [Niggebrügge1985] U. Niggebrugge, M. Klug, and G. Garus, "A novel process for reactive ion etching on InP, using CH_4/H_2 ", *International symposium on GaAs and related compounds*, Karuizawa, Japan, (1985)
- [Niggerbrügge1991] U. Niggerbrügge, "Recent advances in dry etching processes for InP-base materials", *International conference on Indium Phosphide and Related Materials*, (1991)
- [Nong-Thèse] H. Nong, "Absorbants saturables à base de nanotubes de carbone et de puits quantiques pour la régénération tout-optique du signal télécom à très haut débit", thèse de doctorat à l'INSA de Rennes, (2010)
- [Novikov2005] I. I. Novikov, N. Yu Gordeev, M. V. Maximov, Y. M. Shernyakov, A. E. Zhukov, A. P. Vasil'ev, E. S. Semenova, V. M. Ustinov, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, N. D. Zakharov, and P. Werner, "Ultrahigh gain and non-radiative recombination channels in 1.5

- μm range metamorphic InAs–InGaAs quantum dot lasers on GaAs substrates”, *Semiconductor Science Technology*, 20, 33, (2005)
- [Ooi2008] B. S. Ooi, H. S. Djie, Y. Wang, C.-L. Tan, J. C. M. Hwang, X.-M. Fang, J. M. Fastenau, A. W. K. Liu, G. T. Dang, and W. H. Chang, “Quantum dashes on InP substrate for broadband emitter applications”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14, 4, (2008)
- [Palaski1991] J. Palaski, and K. Y. Lau, “Parameter ranges for ultrahigh frequency mode locking of semiconductor lasers”, *Applied Physics Letters*, 59, 1, 7, (1991)
- [Paranthoën-Thèse] C. Paranthoën, “Croissance et caractérisations des boîtes quantiques InAs sur substrat InP(113)B pour la réalisation d'un laser émettant à 1.55 μm ” thèse de doctorat à l'INSA de Rennes, (2001)
- [Park1999] G. Park, D. L. Huffaker, Z. Zou, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, “Temperature dependence of lasing characteristics for long-wavelength (1.3- μm) GaAs-based quantum-dot lasers”, *IEEE Photonics Technology Letters*, 11, 3, 301, (1999)
- [Paschotta2000] R. Paschotta, J. A. der Au, G. J. Spuhler, F. Morier-Genoud, R. Hovel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller “Diode-pumped passively mode-locked lasers with high average power”, *Applied Physics B*, 70, S25, (2000)
- [Peterson1989] B. Peterson, “Agilent spectrum analysis basics”, Agilent technologies, Application note AN150, (1989)
- [Platz-Thèse] C. Platz, “Laser à boîtes quantiques InAs/InP émettant à 1.55 μm pour les télécommunications optiques”, thèse de doctorat à l'INSA de Rennes, (2004)
- [Prokhorov1958] J. M. Prokhorov, “A molecular amplifier and submillimeter wave oscillator”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 34, 1658, (1958)
- [Proust1992] N. Proust, P. Collot, M.A. di Forte-Poisson, C. Brylinski, and B. Campoli, “Dry etching process in GUNN diode technology”, *IEEE International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, 431, (1992)
- [Quist1962] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, and B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeigler, “Semiconductor maser of GaAs”, *Applied Physics Letters*, 1, 4, 91, (1962)

- [Rafailov2005] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, W. Sibbett, N. D. Il'inskaya, Yu. M. Zadiranov, A. E. Zhukov, and V. M. Ustinov, D. A. Livshits, A. R. Kovsh, and N. N. Ledentsov, "High-power picosecond and femtosecond pulse generation from a two-section mode-locked quantum-dot laser", *Applied Physics Letters*, 87, 81107, (2005)
- [Rafailov2007] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, and W. Sibbett, "Mode-locked quantum-dot lasers", *Nature Photonics*, 1, 395, (2007)
- [Rosencher1998] Rosencher, B. Vinter, *Optoélectronique*, Masson Paris, (1998)
- [Saleh1991] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", Wiley, New York, (1991), ISBN 0-4718-3965-5, Ch. 14, pp. 494
- [Schawlow1958] A. L. Schawlow, and C. H. Townes, "Infrared and optical MASERS", *Physical Review*, 112, 6, 1940, (1958)
- [Schell1995] M. Schell, J. Yu, M. Tsuchiya, and T. Kamiya, "Chirp of passively and actively mode-locked semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, 67, 13, 1797, (1995)
- [Schmidt2009] A. Schmidt, S. Rivier, W. B. Cho, J. H. Cho, J. H. Yim, S. Y. Choi, S. Lee, F. Rothermund, D. Rytz, G. Steinmeyer, V. Petrov, and U. Griebner, "Sub-100 fs single-walled carbon nanotube absorber mode-locked Yb-laser operation near 1 μm ", *Optics Express*, 17, 22, 20109, (2009)
- [Scott2001] R. P. Scott, C. Langrock, et B. H. Kolner, "High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics (Journal of Selected Topics in Quantum Electronics)*, 7, 4, 641, (2001)
- [Set2004] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, "Laser mode locking using a saturable absorber incorporating carbon nanotubes", *Journal of Lightwave Technology*, 22, 1, 51, (2004)
- [Shimizu1997] T. Shimizu, I. Ogura, H. Yokoyama, "860 GHz rate asymmetric colliding pulse modelocked diode lasers", *Electronics Letters*, 33, 22, 1868, (1997)
- [Spence1991] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:saphir laser", *Optics Letters*, 16, 1, 42, (1991)
- [Suomalainen2005] S. Suomalainen, A. Vainionpää, O. Tengvall, T. Hakulinen, S. Karirinne, M. Guina, O. G. Okhotnikov, T. G. Euser, and W. L. Vos, "Long-wavelength fast

semiconductor saturable absorber mirrors using metamorphic growth on GaAs substrates”, *Applied Physics Letters*, 87, 121106, (2005)

[Sutter1998] D. H. Sutter, I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, and U. Keller, “Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:Saphir laser using a semiconductor saturable absorber and double-chirped mirrors”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 4, 2, 169, (1998)

[Sze1981] S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, John Wiley and Sons, New York USA, (1981), ISBN 0-471-84290-7

[Thompson2009] M. G. Thompson, A. R. Rae, M. Xia, R. V. Penty, and I. H. White, “InGaAs quantum-dot mode-locked laser diodes”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15, 3, 661, (2009)

[Trebino1999] R. Trebino, “Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses”, Springer, (2000), ISBN 1-4020-7066-7

[Ukhanov2002] A. A. Ukhanov, R. H. Wang, T. J. Rotter, A. Stintz, L. F. Lester, P. G. Eliseev, and K. J. Malloy, “Orientation dependence of the optical properties in InAs quantum-dash lasers on InP”, *Applied Physics Letters*, 81, 6, 981, (2002)

[Valdmanis1985] J. A. Valdmanis, R. L. Fork, and J. P. Gordon, “Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain”, *Optics Letters*, 10, 3, 131, (1985)

[Van der Ziel1981] J. P. van der Ziel, W. T. Tsang, R. A. Logan, R. M. Mikulyak, and W. M. Augustyniak, “Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor lasers”, *Applied Physics Letters*, 39, 7, 525, (1981)

[Vasilev1990] P. Vasilev, “Ultrafast diode lasers : fundamentals and applications”, Boston Artech House, (1995), ISBN 0-890-06736-8

[Von der Linde1986] D. von der Linde, “Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers”, *Applied Physics B*, 39, 4, 201, (1986)

[Weber2001] M. J. Weber, “Handbook of lasers”, 2001 CRC Press LLC

- [Wu2006] R. Wu, "Effects of a native oxide layer on the conductive atomic force microscopy measurements of self-assembled Ge quantum dots", IOP (Institute Of Physics), Nanotechnology, 17, 5111, (2006)
- [Xin2006] Y.-C. Xin, Y. Li, A. Martinez, T. J. Rotter, H. Su, L. Zhang, A. L. Gray, S. Luong, K. Sun, Z. Zou, J. Zilko, P. M. Varangis, and L. F. Lester, "Optical gain and absorption of quantum dots measured using an alternative segmented contact method", IEEE Journal of Quantum Electronics, 42, 7, 725, (2006)
- [Xu1996] L. Xu, C. Spielmann, F. Krausz, and R. Szipöcs, "Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation", Optics Letters, 21, 16, 1259, (1996)
- [Yvind2004-04] K. Yvind, D. Larsson, L. J. Christiansen, C. Angelo, L. K. Oxenløwe, J. Mørk, D. Birkedal, J. M. Hvam, and Jesper Hanberg, "Low-jitter and high-power 40 GHz all-active mode-locked lasers", IEEE Photonics Technology Letters, 16, 4, 975, (2004)
- [Yvind2004-06] K. Yvind, D. Larsson, L. J. Christiansen, J. Mørk, J. M. Hvam, and J. Hanberg, "High-performance 10 GHz all-active monolithic modelocked semiconductor lasers", Electronics Letters, 40, 12, (2004)
- [Zhou2008] D. Zhou, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, E. Homeyer, M. Dontabactouny, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, "Study of the characteristics of 1.55 μm quantum dash/dot semiconductor lasers on InP substrate", Applied Physics Letters, 93, 161104, (2008)
- [Zhou 2009-01] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, F. Grillot, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, "Low threshold current density quantum dash laser on InP (100) grown by molecular beam epitaxy", Electronics Letters, 45, 1, 50, (2009)
- [Zhou 2009-06] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, E. Homeyer, O. Dehaese, T. Batte, M. Gicquel, F. Grillot, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, "Effect of stack number on the threshold current density and emission wavelength in quantum dash/dot lasers", Physica Status Solidi (c), 6, 10, 2217, (2009)

AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

Titre de la thèse : Lasers à blocages de modes à base de fils et de boîtes quantiques pour les télécommunications optiques.

Nom Prénom de l'auteur : DONTABACTOUNY Madhous

Membres du jury : Madame BRU-CHEVALLIER
Monsieur RAMDANE
Monsieur LOUALICHE
Monsieur YVIND
Mademoiselle PIRON

Président du jury : Catherine Bru - Chevallier

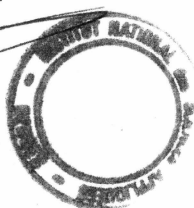
Date de la soutenance : 18/11/2010

Reproduction de la thèse soutenue :

- ☒ Thèse pouvant être reproduite en l'état
☐ Thèse ne pouvant être reproduite
☐ Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées

Le Directeur,

A. JIGOREL



Rennes, le 18/11/2010

Signature du Président du jury



Résumé

La génération d'impulsions courtes et de fréquence de répétition élevée est une fonction essentielle dans les systèmes de communication modernes. De plus, un faible niveau de bruit est requis afin d'avoir des systèmes performants. Les lasers à semiconducteur à blocage de modes permettent justement d'émettre des impulsions subpicosecondes à des fréquences supérieures à plusieurs centaines de GHz.

L'utilisation d'une nouvelle génération de structures à fils ou boîtes quantiques, pour la réalisation des zones actives de ces lasers, a conduit à des impulsions très courtes et de haute fréquence avec de très faibles niveaux de bruits, inférieurs à ceux mesurés sur les structures usuelles à puits quantiques.

Dans le cadre de cette thèse, des structures de haute qualité à base de fils et de boîtes quantiques InAs sur substrat InP ont été réalisées et caractérisées par diverses méthodes telles que la mesure de photoluminescence et d'électroluminescence. Les structures les plus adaptées ont été exploitées pour la réalisation de lasers monomodes à deux sections, l'une amplificatrice et l'autre à absorption saturable afin d'initier le blocage de modes.

Les lasers à boîtes quantiques ont présenté un comportement instable. Il s'agit d'une bifurcation du pic d'émission optique vers deux directions dont l'écart augmente avec le courant d'injection. L'origine de ce phénomène a été attribuée à des groupes de boîtes quantiques caractérisées probablement par leur différence de taille.

Le blocage de modes a effectivement été obtenu dans des lasers à fils quantiques à une fréquence de 10,6 GHz et de 41 GHz. La caractérisation des impulsions a révélé une forte dérive en longueur d'onde de celles-ci. En effet, une fibre optique monomode d'environ 545 m a été nécessaire pour compresser ces impulsions et atteindre une durée aussi courte qu'une picoseconde. Le niveau de bruit de ces lasers s'avère être 30 fois plus faible que le niveau le plus bas mesuré sur les composants à puits quantiques.

Mots clés : lasers à blocage de modes, semiconducteurs, fils et boîtes quantiques, composants ultra rapides et hautes fréquences, télécommunications optiques

Abstract

Generation of short and high repetition rate pulses is crucial for modern communication systems. Moreover a low noise level is requested for achieving efficient systems. Semiconductor mode-locked lasers allow the generation of subpicosecond pulses at several hundreds of GHz.

The use of a new generation of quantum structures with dashes and dots as active material for these lasers has led to very short and high frequency pulses with very low noise level, even lower than with the usual material, quantum wells.

During this thesis, high quality InAs quantum dashes and dots on InP substrate have been fabricated and characterised through techniques such as photoluminescence and electroluminescence measurements. The most suitable structures have been used for the fabrication of two-section single mode lasers. One section is for amplification, and the other used as saturable absorber to allow mode-locking.

Quantum dot lasers have exhibited unstable behaviour noted by a strong optical emission peak splitting depending on injection current. The origin of this phenomenon is attributed to quantum dot groups likely characterised by their size difference.

Mode-locking has indeed been obtained with quantum dash lasers at 10.6 GHz and 41 GHz. Characterisation of the pulses revealed a great chirp. Indeed a single mode optical fibre, 545 m long, was necessary to compress the pulses and to reach duration as short as one picosecond. The measured noise level in these lasers is 30 times lower than the best results reported on quantum well devices.

Key words: mode-locking lasers, semiconductors, quantum dashes and dots, ultrafast and high frequency devices, optical telecommunication